

F4110
Kvantová fyzika atomárních soustav
letní semestr 2012 - 2013

V.
Synchrotronové záření

KOTLÁŘSKÁ 20. BŘEZNA 2013

Úvodem

- Naposledy bez Planckovy konstanty, i když ...
- Odvolám se na znalosti z elektromagnetismu, optiky a relativity
- Synchrotronové záření (SZ) ... experimentální nástroj
- Na jiném místě uslyšíte o výsledcích použití SZ
- Dnes: vlastnosti SZ a odpovídající konstrukci zdrojů
- Nádherná fyzika ... ultrarelativistický elektron
- Vlastně další z Einsteinových hvězdných prací: ta nejhvězdnější
- Je to jednoznačný případ, kdy STR v pozemských podmínkách je dominantní, ne jen nějaká oprava

Synchrotronové záření

SZ je netepelného původu: vzniká při pohybu velmi rychlých elektronů po drahách zakřivených magnetickým polem

Na Zemi jsou zdroje SZ budovány jako urychlovače elektronů.



Diamond Light Source – Oxfordshire, UK

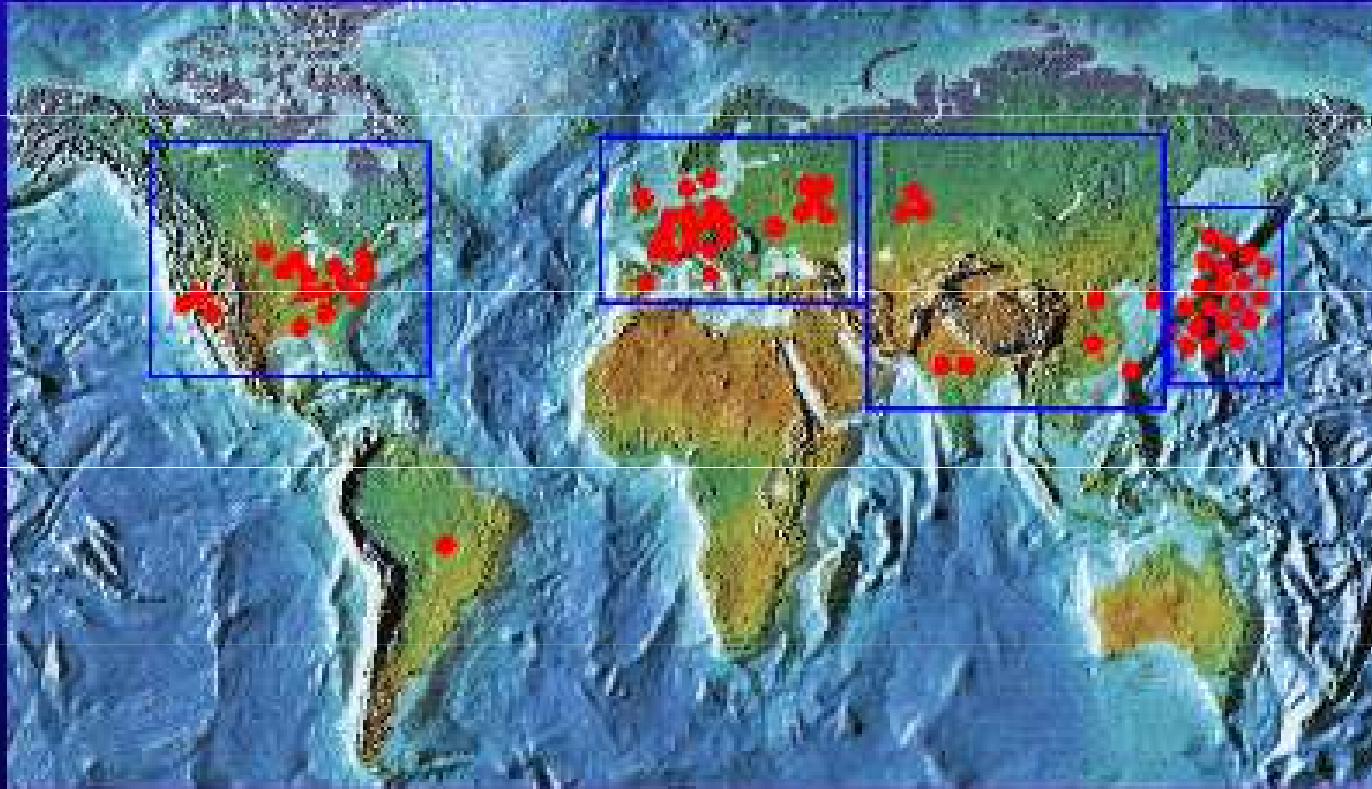


ESRF

Grenoble

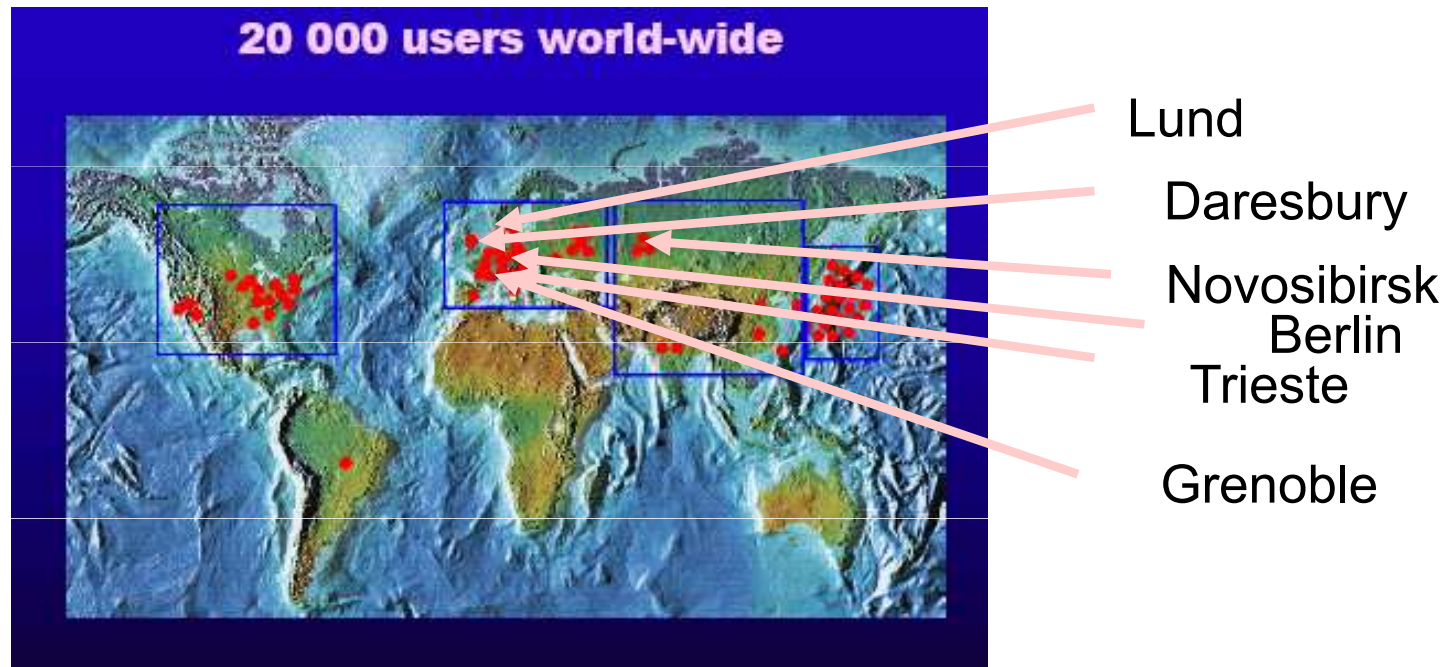
Rozšíření "photon factories" ve světě

20 000 users world-wide



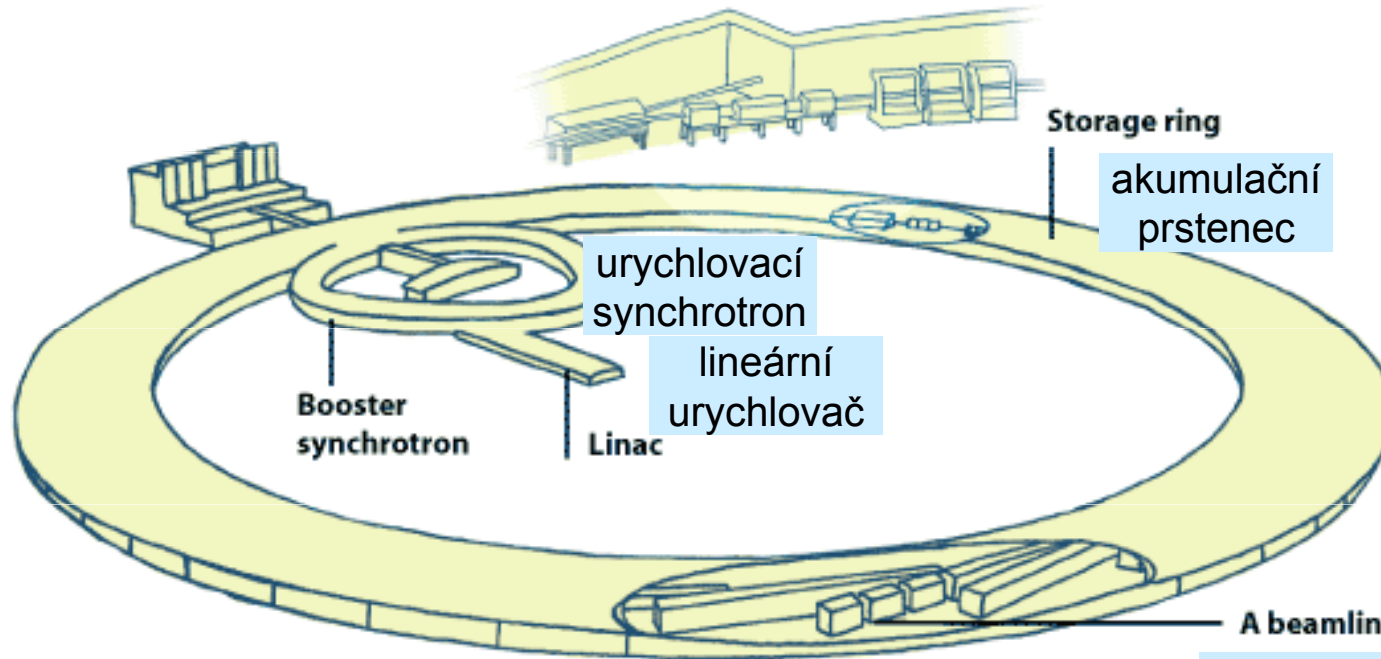
Hlavní hnízda:
USA & Kanada
Evropa & Rusko
Asie
Japonsko

Rozšíření "photon factories" ve světě



Nový způsob práce

- big science
- ambulátní způsob práce
- mezinárodní centra
- role místního personálu
- legionáři vědy



Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence
- má velmi výhodnou pulsní strukturu v čase (synchronní detekce)

Proč se staví taková monstrosní zařízení jako zdroj světla?

Spektroskopické metody za použití SZ jsou základním nástrojem poznání

- v atomové fyzice
- v chemii
- materiálovém výzkumu – elektronové struktury
- materiálovém výzkumu – strukturní analýze
- v biochemii a biologii

Další aplikace SZ

- v technologii: litografie (uzavřené laboratoře ~ 1/3 kapacity)
- v medicíně

ANO, ALE PROČ JE SZ TAK ÚŽASNÉ?

- intenzivní zdroj elmg. záření
- spektrální obor od radiofrekvencí do XUV až ultratvrdého RTG (mezní frekvence podle energie elektronů)
- záření je vysoce kolimované tečně k prstenci (rovnoběžný svazek)
- je téměř 100 % polarisované v rovině prstence
- má velmi výhodnou pulsní strukturu v čase (synchronní detekce)

... dnes: fyzikální podstata toho všeho

Krátký historický přehled

Začátky

Synchrotron objeven jako urychlovač částic
Brzy se ukázalo, že parazitní jev, vyzařování elmg. energie skoro dominuje činnosti těchto zařízení
Záření jevílo již při relativně nízkých energiích elektronů uvedené vlastnosti a bylo vlastně dost nebezpečné

Roku 1949 vypracoval základní teorii SZ
Julian Schwinger (později Nobelova cena za elektroslabé interakce)

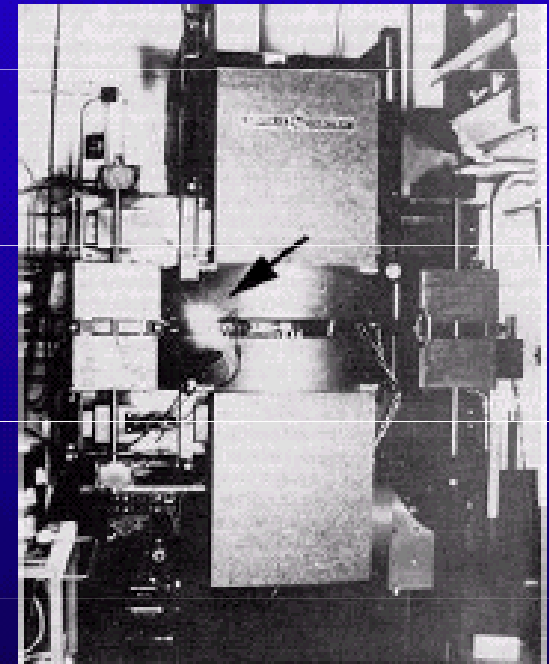
Již na konci 50 let žebroňili nečásticovní fysici, aby mohli SZ využívat.

Problémy: pokusy s částicemi a se světlem se špatně slaďovaly, synchrotrony také nebyly ideální zdroje.

Proto vznikla myšlenka **dedikovaných zdrojů SZ**

Ta se ujala, protože stejně synchrotrony pro částicovou fysiku ztratily význam.

GE Synchrotron New York State



**First light observed
1947**

Klíkatá cesta

- 1873** Maxwellovy rovnice ... nerovnoměrná změna v rozložení nábojů \Rightarrow vyzařování elmg. energie
- 1878** Hertz ... generace elmg. vln, anténa \rightarrow Hertzův dipól
- 1898** Liénard (-Wiechertovy) potenciály ... řešení Maxwellových rovnic pro pole vyvolané libovolným pohybem bodového náboje
- 1907** Schott úplné řešení pro zářící náboj na kruhové orbitě (model atomu) ... *úplně zapomenuto*
- ♠ ♠ ♠ ♠
- 1946** Blewett pozoroval ztráty energie u elektronů v betatronu, ale nepozoroval žádné záření
Arcimovič a Pomerančuk obnovená teorie záření orbit. elektronu
- 1947** Pollock (vlastně technik Floyd Haber) náhodně pozorují záření synchrotronu se 70 MeV elektrony
Alfvén & Herlofsen a Ginzburg & Šklovskij ... SR z Vesmíru
- 1947** Rozvoj radioteleskopie Krabí mlhovina ... zdroj SR ...
- 1948** Ivaněnko a Sokolov základní teorie SR – na Západě neznámá
- 1949** Schwinger „klasická“ klasická teorie SR
- 1954** Schwinger „klasická“ kvantová teorie SR

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité u . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = zu_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{du}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$z = \left(\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dt} \right) \quad (3)$$

$$\frac{du}{dx} + \frac{dz}{dy} + \frac{dx}{dt} = 0. \quad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) f = V^2 \frac{dz}{dx} + \frac{d}{dt} (zu_x) \quad (5)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) z = 4\pi V^2 \left[\frac{d}{dt} (zu_y) - \frac{d}{dy} (zu_x) \right] \quad (6)$$

(1) La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417-4, 5, 7, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h , celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 zu_x \quad (8)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi zu_y$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi V^2 zu_z$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f = -\frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{V^2} \frac{dF}{dt} \quad (9)$$

$$z = \frac{dH}{dy} - \frac{dG}{dt} \quad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt} + \frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dt} = 0. \quad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi = \int \frac{\rho(x', y', z', t - \frac{r}{V})}{r} d\omega' \quad (12)$$

První strana Liénardovy práce

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

POLE ELEKTRICKÉ A MAGNETICKÉ

VYTVÁŘENÉ ELEKTRICKÝM NÁBOJEM SOUSTŘEDĚNÝM DO BODU A POHÁNĚNÉ JEHO POHYBEM

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité u . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = zu_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{du}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$z = \left(\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dz} \right) \quad (3)$$

$$\frac{dx}{dx} + \frac{dy}{dy} + \frac{dz}{dz} = 0. \quad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) f = V^2 \frac{dz}{dx} + \frac{d}{dt} (zu_x) \quad (5)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) z = 4\pi V^2 \left[\frac{d}{dt} (zu_y) - \frac{d}{dy} (zu_z) \right] \quad (6)$$

(1) La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417-4, 5, 7, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h , celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 zu_x$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi zu_y$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi zu_z \quad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f = -\frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{V^2} \frac{dF}{dt} \quad (9)$$

$$z = \frac{dH}{dy} - \frac{dG}{dt} \quad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt} + \frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dt} = 0. \quad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7). On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi = \int \frac{\rho(x', y', z', t - \frac{r}{V})}{r} d\omega' \quad (12)$$

První strana Liénardovy práce

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité u . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = zu_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{du}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation tournante et en outre les suivantes

$$z = \left(\frac{df}{dx} + \frac{dg}{dy} + \frac{dh}{dt} \right) \quad (3)$$

$$\frac{dx}{dx} + \frac{dy}{dy} + \frac{dz}{dt} = 0. \quad (4)$$

De ce système d'équations on déduit facilement les relations

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) f = V^2 \frac{dx}{dx} + \frac{d}{dt} (zu_x) \quad (5)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) z = 4\pi V^2 \left[\frac{d}{dt} (zu_y) - \frac{d}{dy} (zu_z) \right] \quad (6)$$

(1) La théorie de Lorentz, *L'Éclairage Électrique*, t. XIV, p. 417-4, 5, 7, sont les composantes de la force magnétique et f, g, h , celles du déplacement dans l'éther.

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 zu_x$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi zu_y$$

$$\left(V^2 \lambda - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi V^2 zu_z \quad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$4\pi f = -\frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{V^2} \frac{dF}{dt} \quad (9)$$

$$z = \frac{dH}{dy} - \frac{dG}{dt} \quad (10)$$

Quant aux équations (1) à (4), pour qu'elles soient satisfaites, il faudra que, en plus de (7) et (8), on ait la condition

$$\frac{d\psi}{dt} + \frac{dF}{dx} + \frac{dG}{dy} + \frac{dH}{dt} = 0. \quad (11)$$

Occupons-nous d'abord de l'équation (7).

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi = \int \frac{\rho(x', y', z', t - \frac{r}{V})}{r} d\omega' \quad (12)$$

První strana Liénardovy práce

*jednoduchý, ale netriviální
výsledek*

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité w . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = z w_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{dw}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 \rho_x$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi \rho_y$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi V^2 \rho_z \quad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$d\psi = \dots$$

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi = \int \frac{\rho \left[x', y', z', t - \frac{r}{V} \right]}{r} d\omega' \quad (12)$$

První strana Liénardovy práce

*jednoduchý, ale netriviální
výsledek*

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité u . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = zu + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{ds}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 \rho x$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi V^2 \rho y$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi V^2 \rho z \quad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$E_x = -\frac{d\psi}{dx} - \frac{dF}{dt}, \quad E_y = -\frac{d\psi}{dy} - \frac{dG}{dt}, \quad E_z = -\frac{d\psi}{dz} - \frac{dH}{dt}$$

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\psi = \int \frac{\rho \left[x', y', z', t - \frac{r}{V} \right]}{r} d\omega' \quad (12)$$

Heavisideovy jednotky

První strana Liénardovy práce

*jednoduchý, ale netriviální
výsledek*

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité w . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = z w_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{ds}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) \psi = -4\pi V^2 \rho \quad (7)$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) F = -4\pi V^2 \rho_x$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) G = -4\pi \rho_y$$

$$\left(V^2 - \frac{d^2}{dt^2} \right) H = -4\pi V^2 \rho_z \quad (8)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

$$E_x = -\frac{d\psi}{dx} - \frac{dF}{dt}, \quad E_y = -\frac{d\psi}{dy} - \frac{dG}{dt}, \quad E_z = -\frac{d\psi}{dz} - \frac{dH}{dt}$$

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\Phi = \int \frac{\rho(x', y', z', t - \frac{r}{c})}{4\pi\epsilon_0 r} dV' \quad (12)$$

První strana Liénardovy práce

*jednoduchý, ale netriviální
výsledek*

například skalární potenciál:

L'Éclairage Électrique

REVUE HEBDOMADAIRE D'ÉLECTRICITÉ

DIRECTION SCIENTIFIQUE

A. CORNU, Professeur à l'École Polytechnique, Membre de l'Institut. — A. D'ARSONVAL, Professeur au Collège de France, Membre de l'Institut. — G. LIPPMANN, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — D. MONNIER, Professeur à l'École centrale des Arts et Manufactures. — H. POINCARÉ, Professeur à la Sorbonne, Membre de l'Institut. — A. POTIER, Professeur à l'École des Mines, Membre de l'Institut. — J. BLONDIN, Professeur agrégé de l'Université.

CHAMP ÉLECTRIQUE ET MAGNÉTIQUE

PRODUIT PAR UNE CHARGE ÉLECTRIQUE CONCENTRÉE EN UN POINT ET ANIMÉE D'UN MOUVEMENT QUELCONQUE

Admettons qu'une masse électrique en mouvement de densité ρ et de vitesse w en chaque point produit le même champ qu'un courant de conduction d'intensité w . En conservant les notations d'un précédent article (1) nous obtiendrons pour déterminer le champ, les équations

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{dx}{dy} - \frac{dz}{dt} \right) = \rho w_x + \frac{df}{dt} \quad (1)$$

$$V^2 \left(\frac{dh}{dy} - \frac{dg}{dt} \right) = -\frac{1}{4\pi} \frac{dw_x}{dt} \quad (2)$$

avec les analogues déduites par permutation

Soient maintenant quatre fonctions ψ, F, G, H définies par les conditions

$$\left. \begin{aligned} (V^2 - \frac{d^2}{dt^2})\psi &= -4\pi V^2 \rho \\ (V^2 - \frac{d^2}{dt^2})F &= -4\pi V^2 w_x \\ (V^2 - \frac{d^2}{dt^2})G &= -4\pi w_y \\ (V^2 - \frac{d^2}{dt^2})H &= -4\pi w_z \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

On satisfera aux conditions (5) et (6) en prenant

On sait que la solution la plus générale est la suivante :

$$\Phi = \int \frac{\rho(x', y', z', t - \frac{r}{c})}{4\pi\epsilon_0 r} dV' \quad (12)$$

$$\rho(\mathbf{r}, t) = q \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q(t))$$

První strana Liénardovy práce

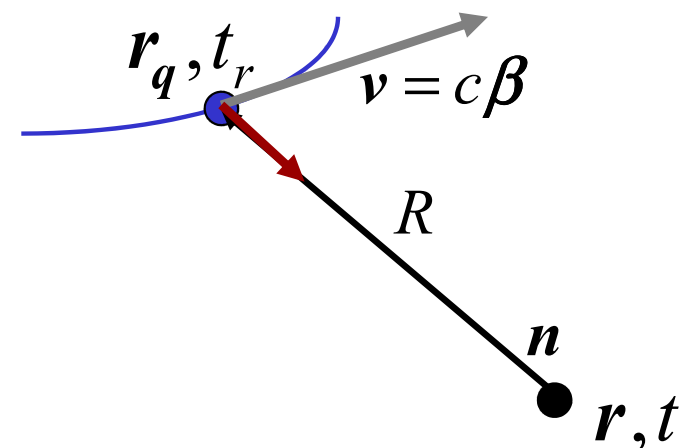
*jednoduchý, ale netriviální
výsledek*

například skalární potenciál:

$$\Phi(\mathbf{r}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{R(1 - n\beta)} \Big|_{t_r}$$

$$c \cdot (t - t_r) = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_q(t_r)| \equiv R(t_r)$$

$$\beta = c^{-1} \mathbf{v}$$

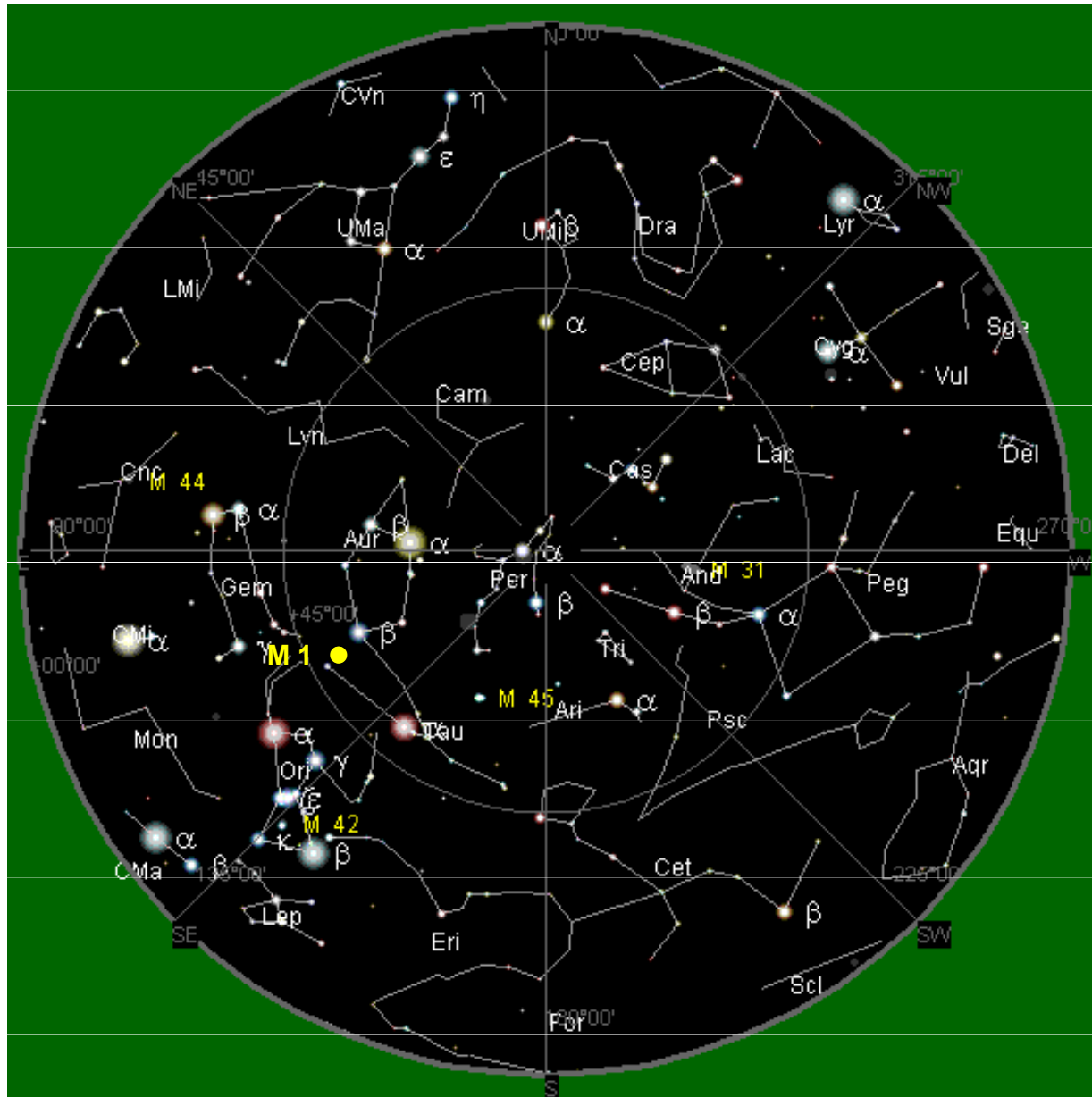


SZ na nebi a na zemi

U nebeských objektů je SZ jedním z
nejvýznamnějších typů záření
netepelného původu ... *malá exkurse*

Na Zemi jsou zdroje SZ ojedinělé jako zařízení,
kde se setkáme s ultrarelativistickými elektrony v
každodenním životě ... *o tom dále*

SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



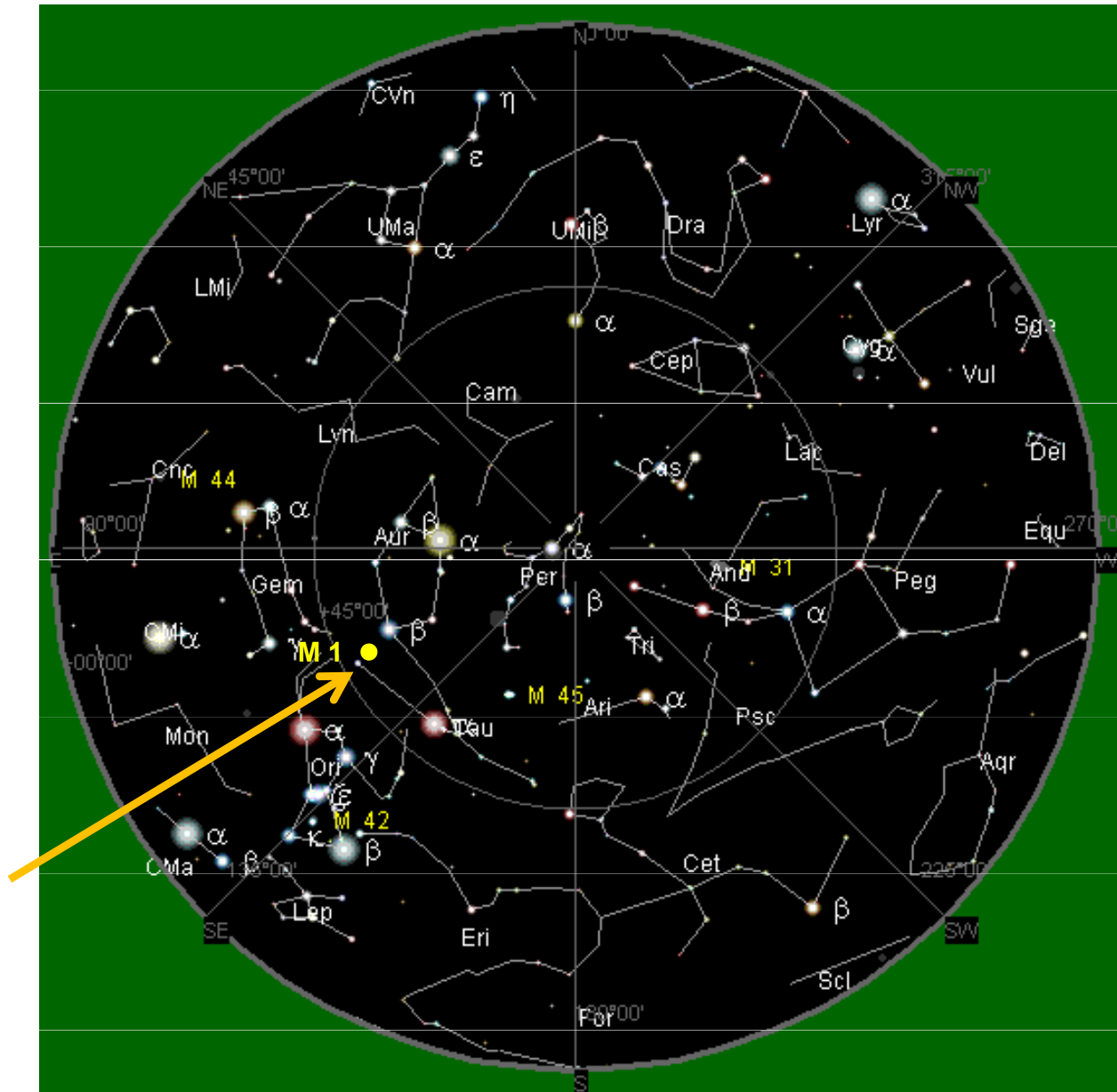
SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina

Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

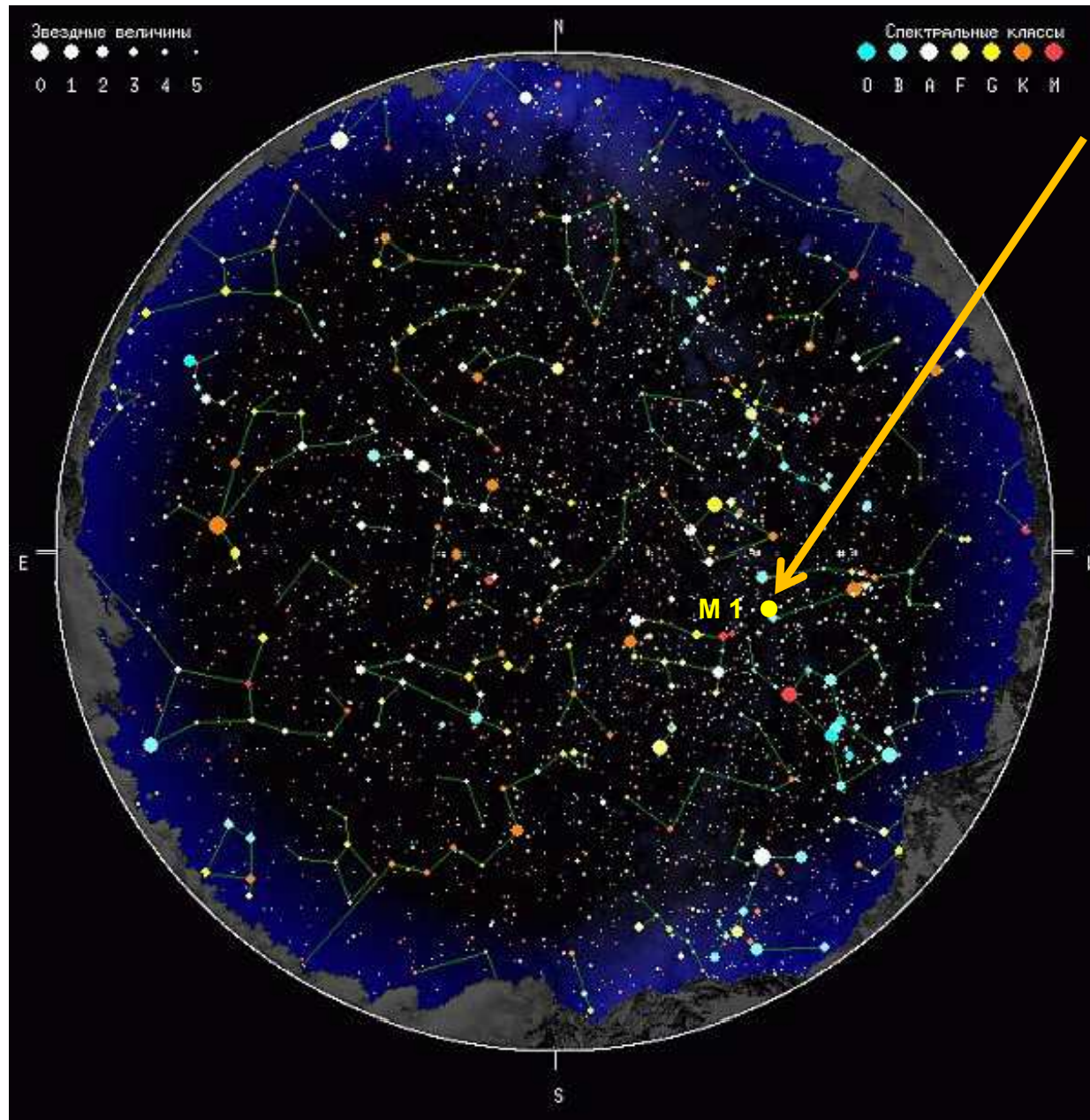
v souhvězdí Taurus (*Býk*)

je to M1 v Messierově
katalogu z r.1774

**Je to nejznámější, ale
typický případ zdroje
synchrotronového záření
přicházejícího z vesmíru**



SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



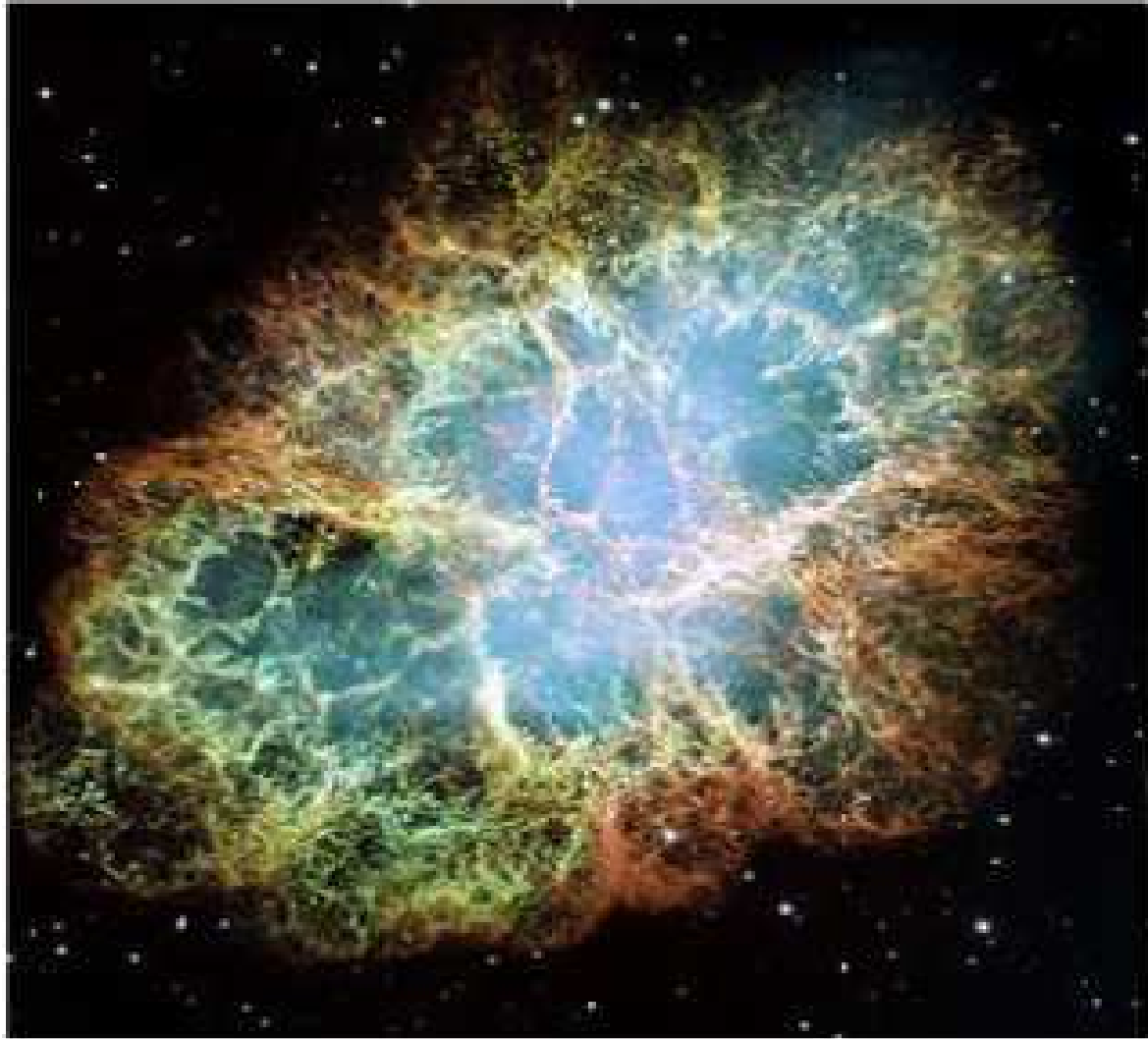
Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

je to M1 v Messierově
katalogu z r.1774

**Nejznámější, zcela typický
případ zdroje
synchrotronového záření
přicházejícího z vesmíru**

SZ ve vesmíru: Krabí mlhovina



snímek Hubble

Pozůstatek supernovy
z r. 1054
(tenkrát viditelná i za dne)

v souhvězdí Taurus (*Býk*)

jM1 v Messierově katalogu
z r.1774

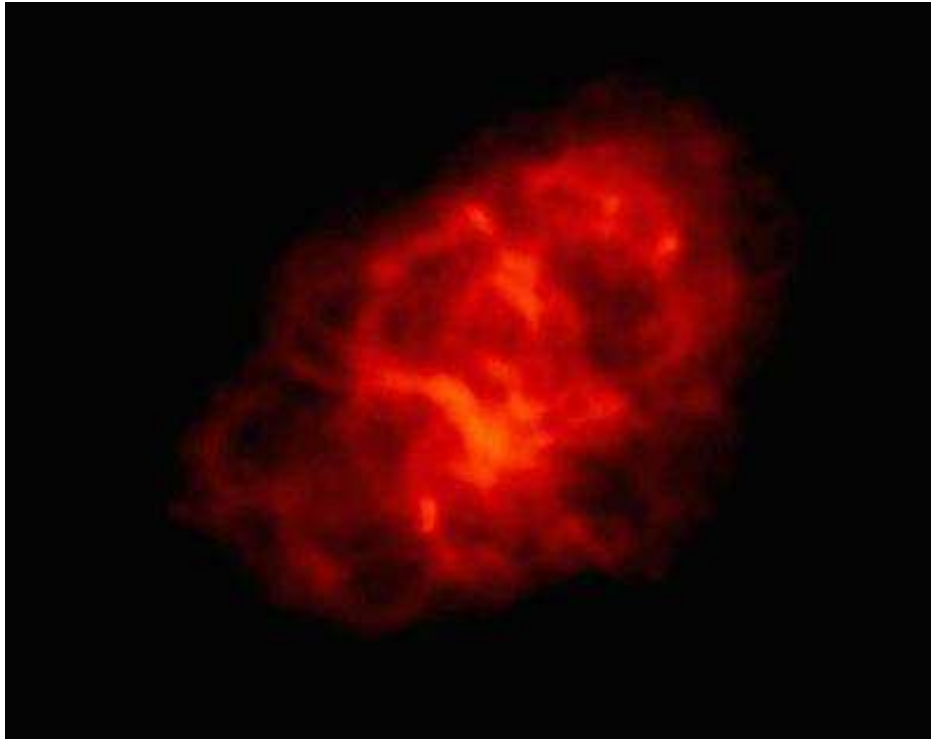
rozpíná se rychlostí 1450 km/s

modrá místa ... SZ v radiové i
viditelné spektrální oblasti

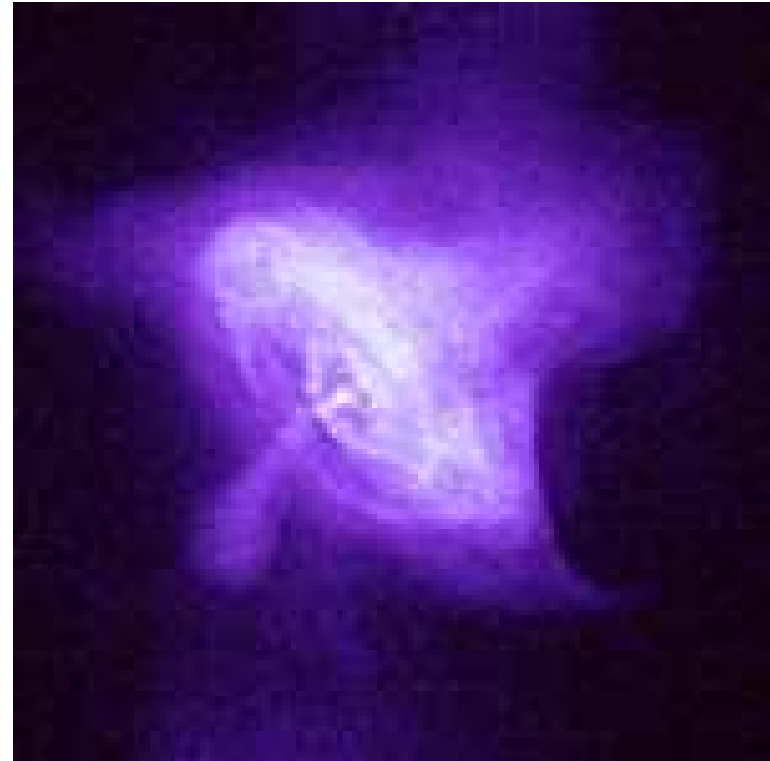
uprostřed neutronová hvězda
doplňující vyzářenou energii

rotuje s periodou 0.031 s \Rightarrow
silné magnetické pole,
v něm letí výtrysky částic \Rightarrow
SZ od RF po gamma záření s
maximem v rtg oblasti

SZ ve vesmíru : Krabí mlhovina

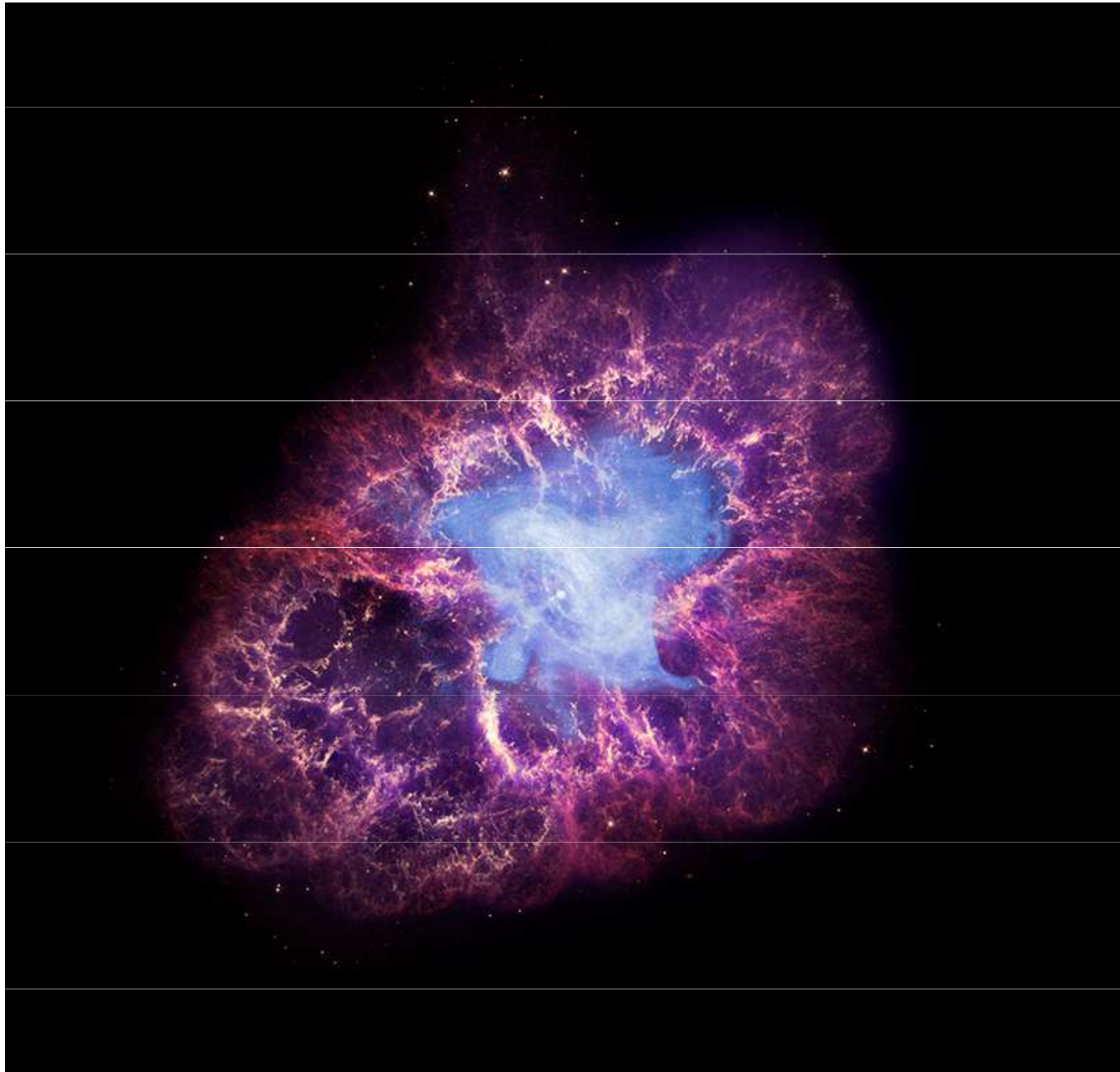


Roku 1948 byly zachyceny rádiové vlny pocházející z Krabí mlhoviny, hned po objevení Cassiopeia A.



Krabí mlhovina nejvíce září v rentgenovém oboru. První pozorování 1963. Tento snímek Chandra X-Ray Observatory 2008

SZ ve vesmíru : Krabí mlhovina



Složený snímek:

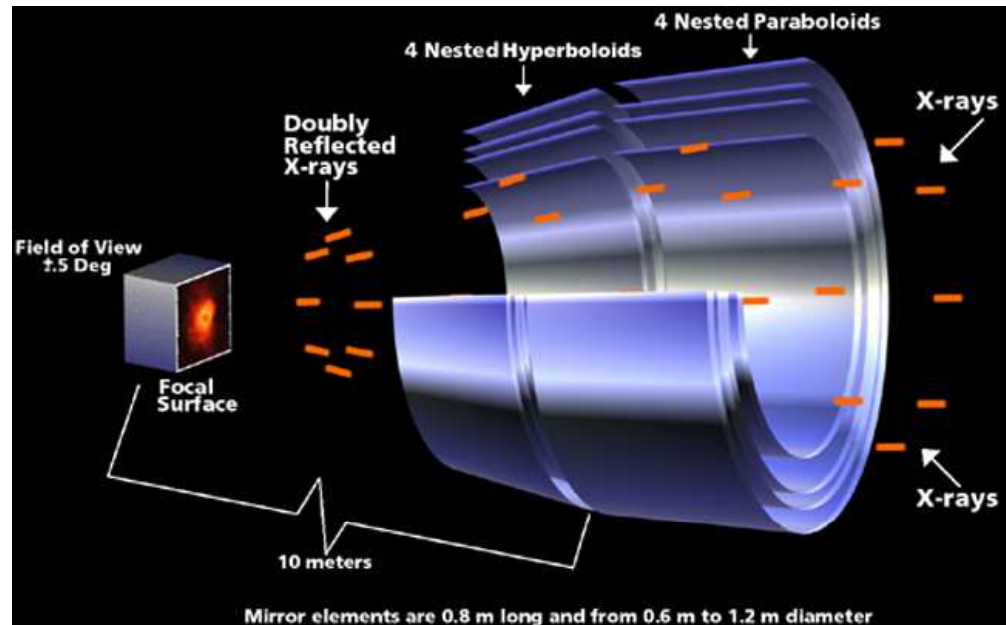
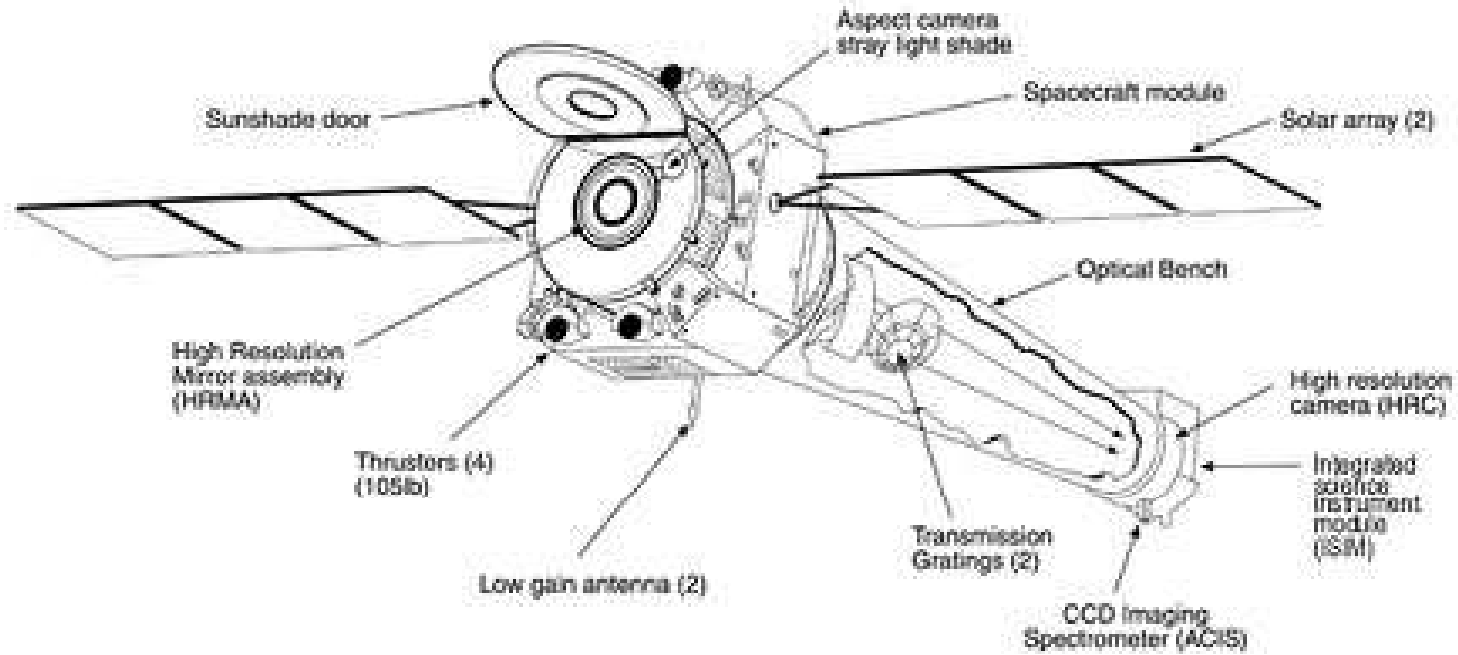
- Fialově :
IR obraz ze Spitzeru
- Červeně a žlutě:
optický obraz z Hubblea,
- Modře:
rtg. snímek z Chandry.

Modrá oblast je menší,
protože elektrony se
zpomalí a pak už tolik
nezáří v rtg. oboru.

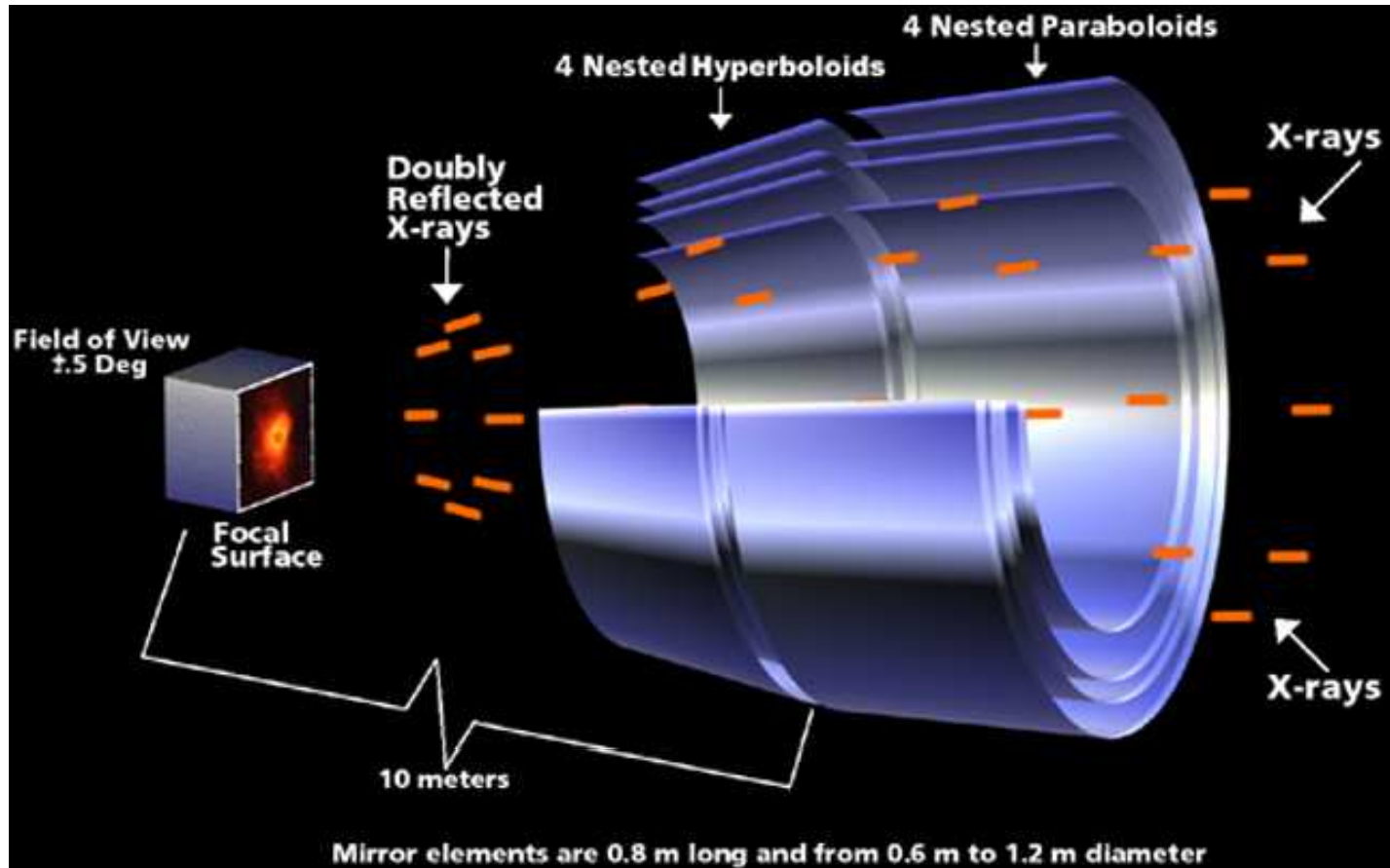
Úhlový rozměr je 5
minut

Vzdálenost ~ 6000 sv.r.
Průměr ~ 9 sv.r.

Chandra X-Ray Space Laboratory



Chandra X-Ray Space Laboratory



Spitzer Space Telescope



Vznik SZ v synchrotronu (a v prostoru)

Když ultrarelativistické elektrony krouží v konstantním magnetickém poli, vyzařují elmg. vlny v kuželi ostře kolimovaném ve směru pohybu.

Spektrum záření je kvazispojité. Jeho střed má frekvenci nesrovnatelně vyšší, než je frekvence oběhu elektronu samého.

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

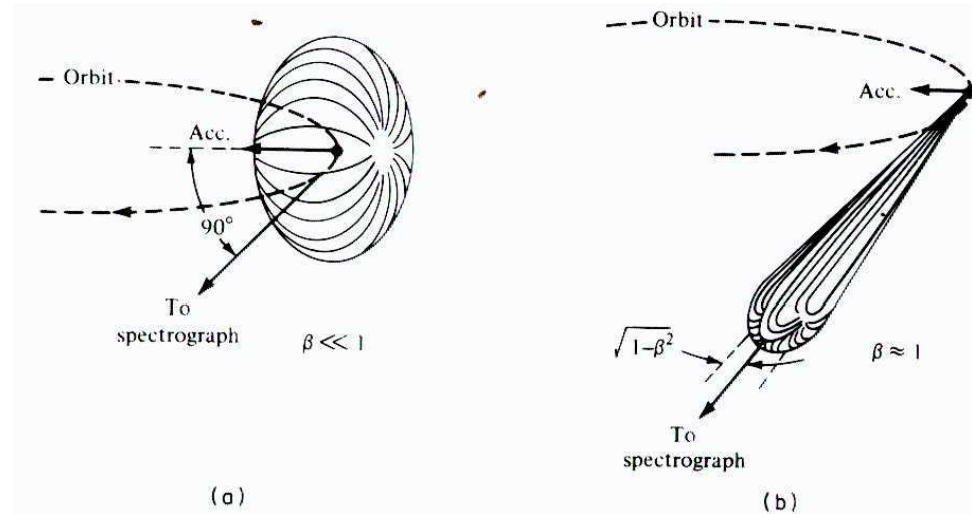


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β , velocity in units of c . (From Tomboulian and Hartman⁵)

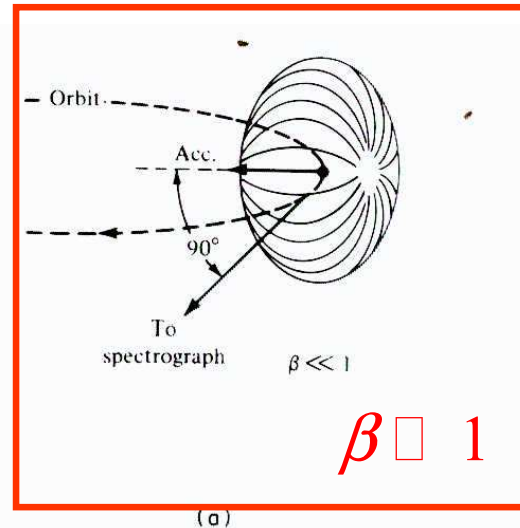
Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu
elektron na kruhové
dráze září jako
superposice dvou
vzájemně kolmých
dipólů, tedy

**kosinový zářič s
okamžitým dipólem
kolmým na tečnu ke
kruhové dráze**

vyzařovaná frekvence
= 1/ oběžná doba
... *cyklotronová* nebo
Larmorova frekvence



$\beta \ll 1$

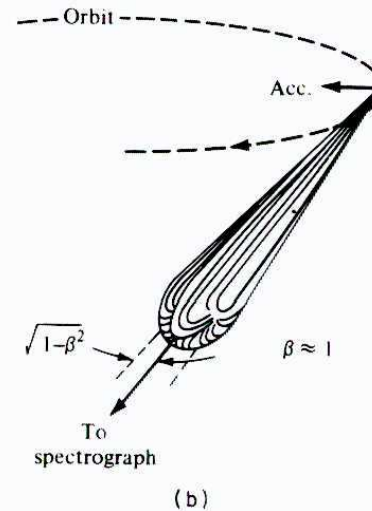


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β , velocity in units of c . (From Tomboulian and Hartman⁵)

cyklotronové
nebo
betatronové
záření

Rychlý a pomalý kruhový pohyb elektronu

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu
elektron na kruhové
dráze září jako
superposice dvou
vzájemně kolmých
dipólů, tedy

**kosinový zářič s
okamžitým dipólem
kolmým na tečnu ke
kruhové dráze**

vyzařovaná frekvence
= 1/ oběžná doba
... *cyklotronová* nebo
Larmorova frekvence

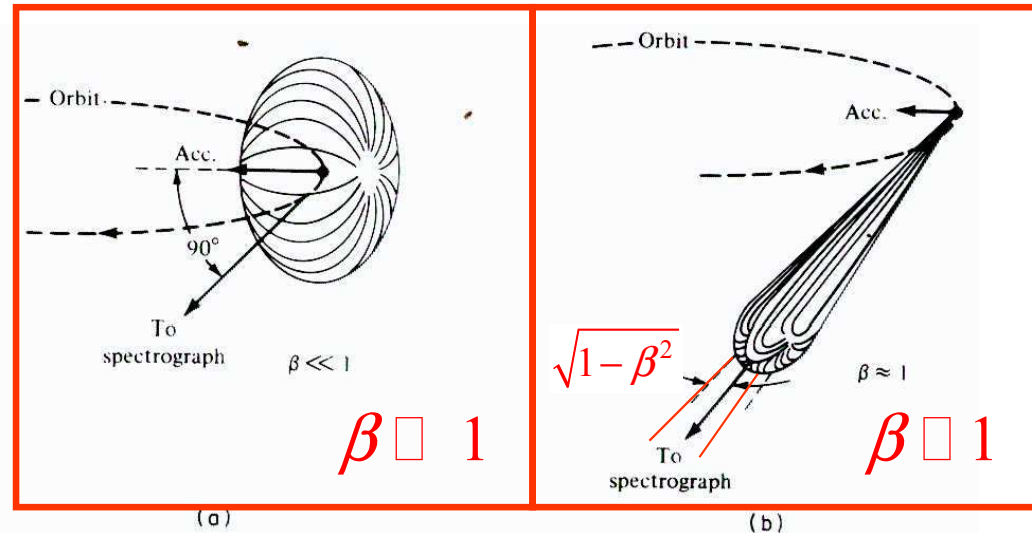


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β , velocity in units of c . (From Tomboulian and Hartman⁵)

cyklotronové
nebo
betatronové
záření

synchrotronové
záření

při rychlém pohybu
elektron na kruhové
dráze sám sebe
zase vnímá jako
superposici dvou
vzájemně kolmých
dipólů,

**pozorovatel však
vnímá vlny po
Lorentzově
transformaci, tedy
silně kolimované
vpřed**

vyzařované spektrum
kvasispojité:
*vysoké harmonické
Larmorovy frekvence*

Ultrarelativistický elektron

Ultrarelativistický elektron

klidová energie elektronu

$$E_0 = m_0 c^2 = 0.5 \text{ MeV}$$

typická energie v synchrotronu

$$E = 2 - 6 \text{ GeV}$$

typická hodnota $\gamma = E / E_0 = m / m_0$

$$\gamma = 4000 - 12000$$

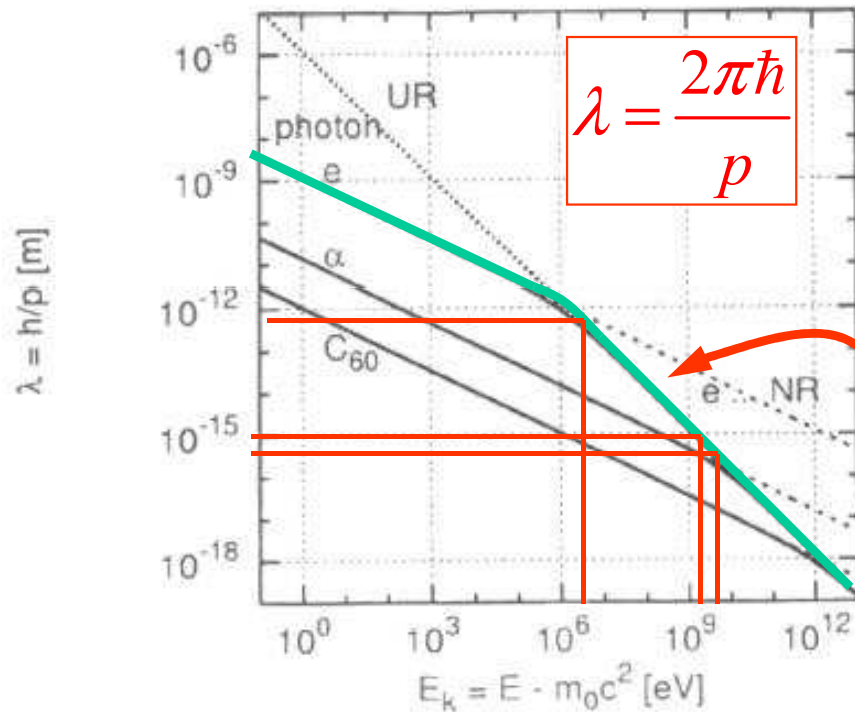
Vztah β a γ

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$$

$$\gamma = 10000 \quad \beta \approx 1 - \frac{1}{2\gamma^2} \cong 1 - 5 \times 10^{-7} \quad v \leftarrow c$$

Realistické vlnové délky elektronů v synchrotronu



ZÁSOBNÍK VZORCŮ

$$\beta = \frac{v}{c}$$

$$E = mc^2 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} c^2 \equiv \gamma m_0 c^2 = \gamma E_0$$

$$E = m_0 c^2 + E_{\text{kin}}$$

$$p = mv = m_0 c \cdot \gamma \beta = m_0 c \sqrt{\gamma^2 - 1}$$

$$p = \sqrt{\frac{E_{\text{kin}}^2}{c^2} + 2m_0 E_{\text{kin}}}$$

LIMITY (explicitní hodnoty platí pro elektrony)

nerelativistická

$$E_{\text{kin}} \ll m_0 c^2$$

$$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_0 E_{\text{kin}}}} = \frac{1.22}{\sqrt{E_{\text{kin}}}} \text{ (nm, eV)}$$

předěl

$$E_{\text{kin}} \ll 2m_0 c^2 \approx 10^6 \text{ eV}$$

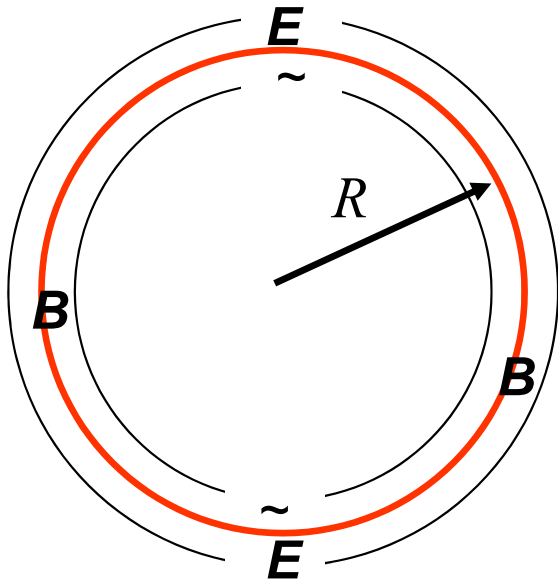
ultrarelativistická

$$E_{\text{kin}} \gg m_0 c^2$$

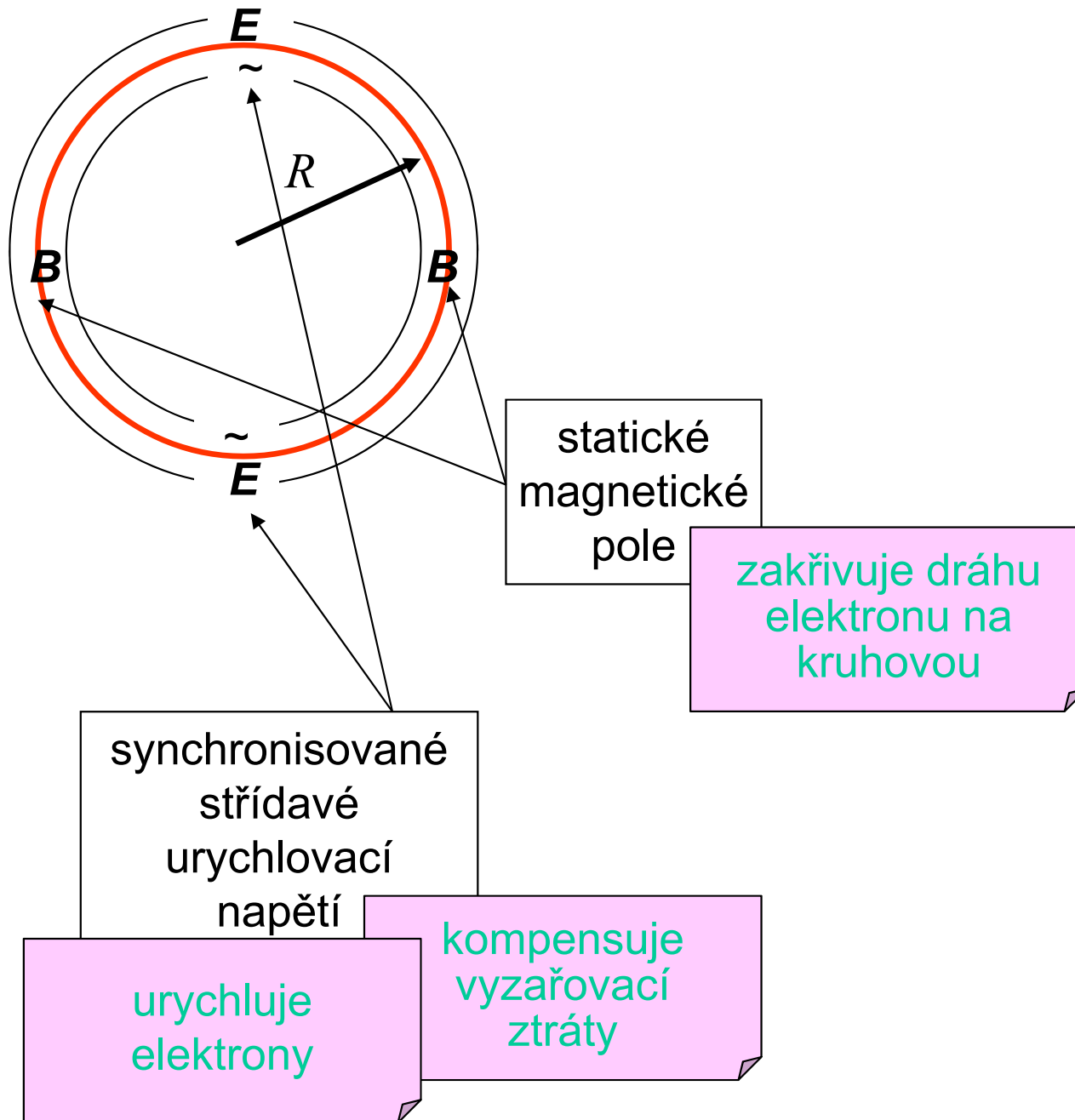
$$\lambda = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{kin}}} = \frac{1.24}{E_{\text{kin}}} \text{ (\mu m, eV)}$$

Princip synchrotronu:
Ultrarelativistický elektron
na kruhové orbitě

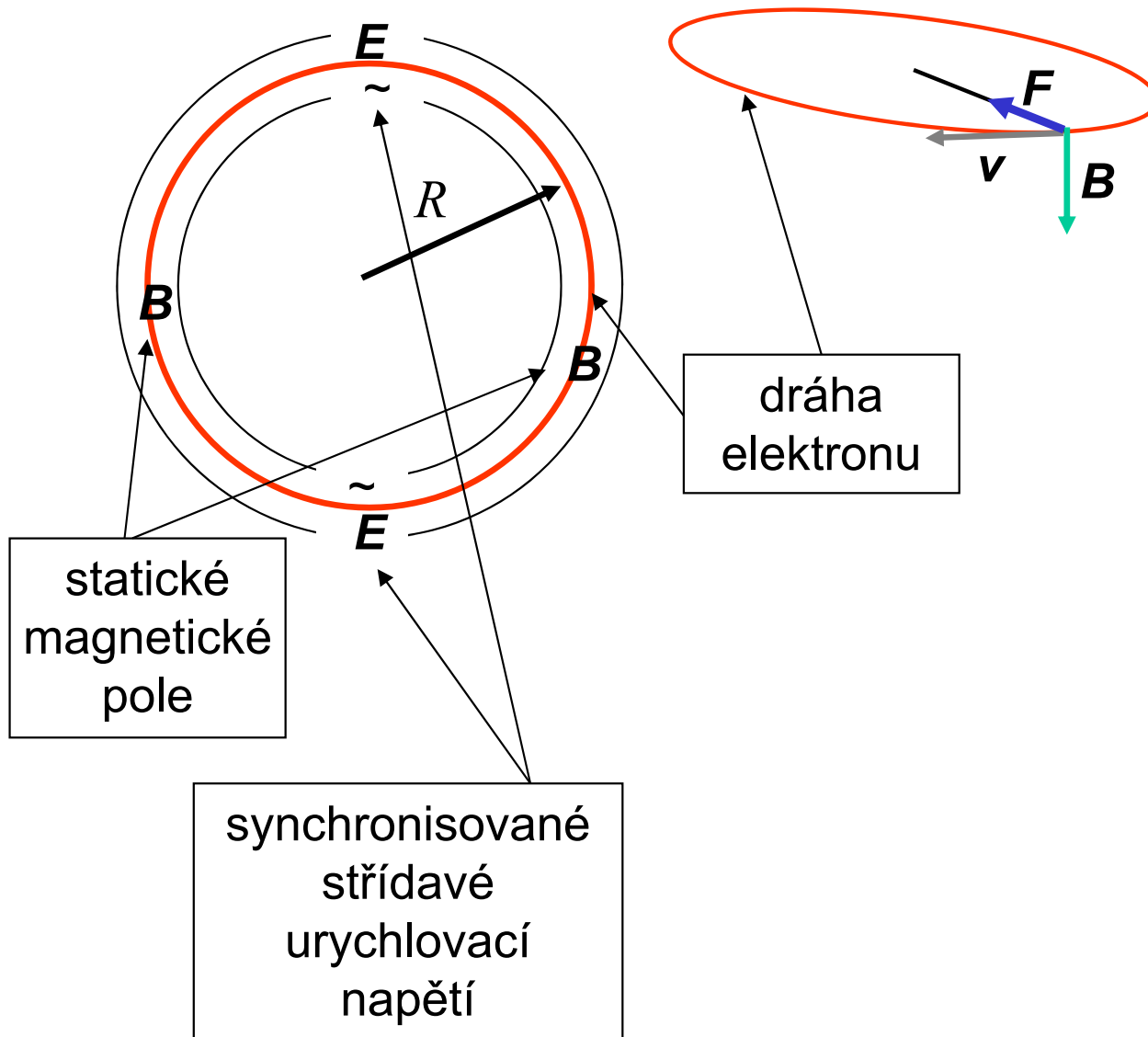
Princip synchrotronu



Princip synchrotronu



Elektron na kruhové dráze



Lorentzova síla,
pohybová rovnice

$$e < 0$$

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

relativistická označení

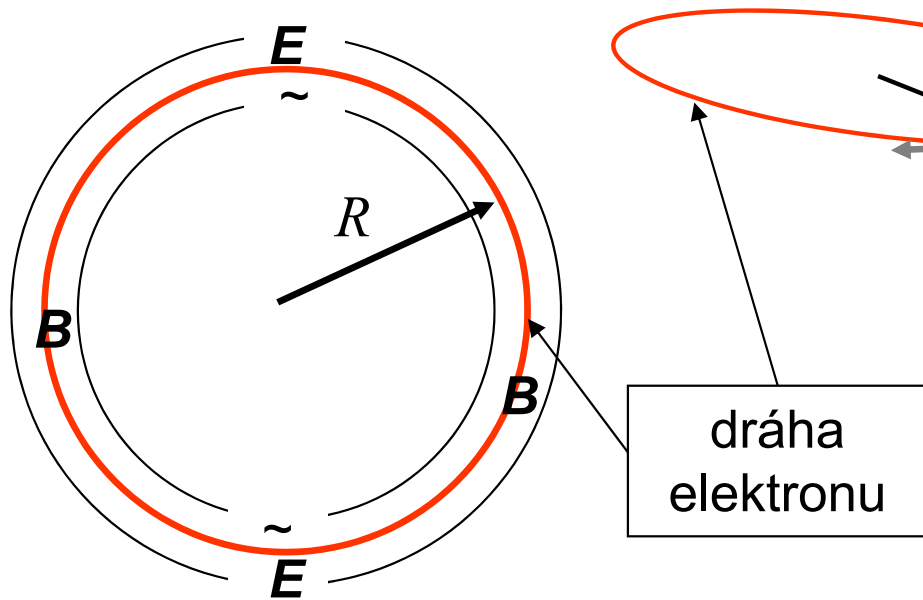
$$\frac{v}{c} = \beta$$

$$E = mc^2 = m_0c^2 \cdot \gamma$$

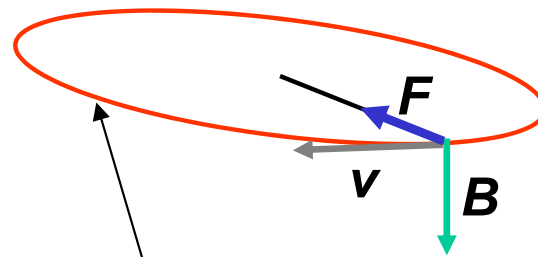
$$\frac{1}{c}\mathbf{v} = \boldsymbol{\beta}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Elektron na kruhové dráze



$$m \frac{v^2}{R} = evB$$



Lorentzova síla,
pohybová rovnice

$$e < 0$$

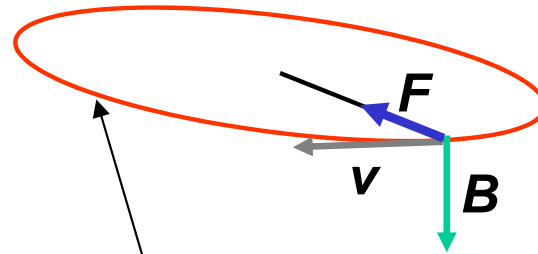
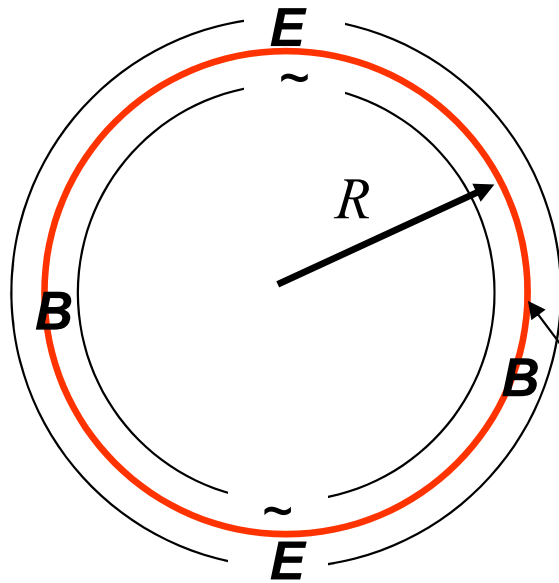
$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \quad E = mc^2 = m_0 c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c} \mathbf{v} = \boldsymbol{\beta} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Elektron na kruhové dráze



dráha
elektronu

Lorentzova síla,
pohybová rovnice

$e < 0$

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta$$

$$E = mc^2 = m_0c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\mathbf{v} = \boldsymbol{\beta}$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

$$m \frac{v^2}{R} = evB$$

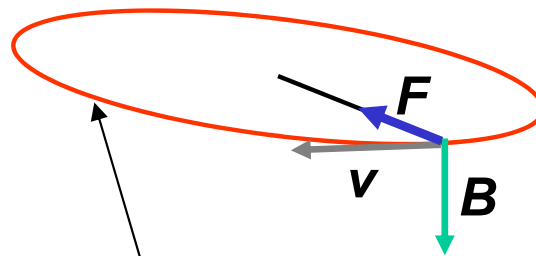
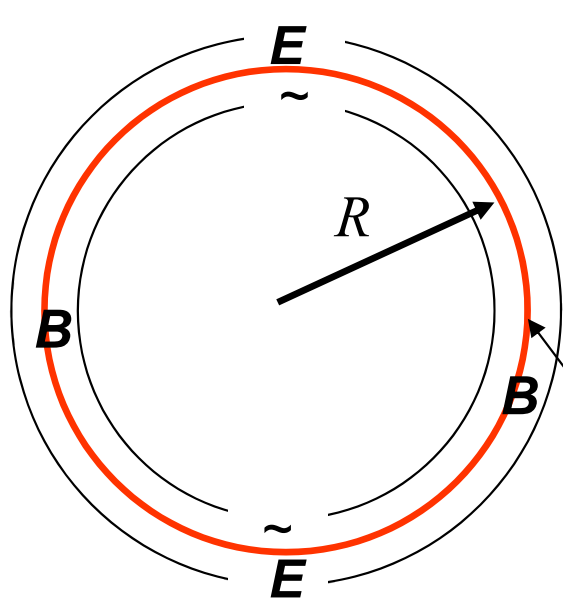
$$\omega_L = \frac{v}{R} = \frac{eB}{m}$$

Larmorova
frekvence

$$\frac{m}{m_0} = \frac{e}{m_0 v} BR$$

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1}$$

Ultrarelativistický elektron na kruhové dráze



Lorentzova síla,
pohybová rovnice

$e < 0$

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

relativistická označení

$$\frac{v}{c} = \beta \quad E = mc^2 = m_0c^2 \cdot \gamma$$

$$\frac{1}{c}\mathbf{v} = \boldsymbol{\beta} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$m \frac{v^2}{R} = evB$$

$$\omega_L = \frac{v}{R} = \frac{eB}{m}$$

$$\frac{m}{m_0} = \frac{e}{m_0 v} BR$$

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1}$$

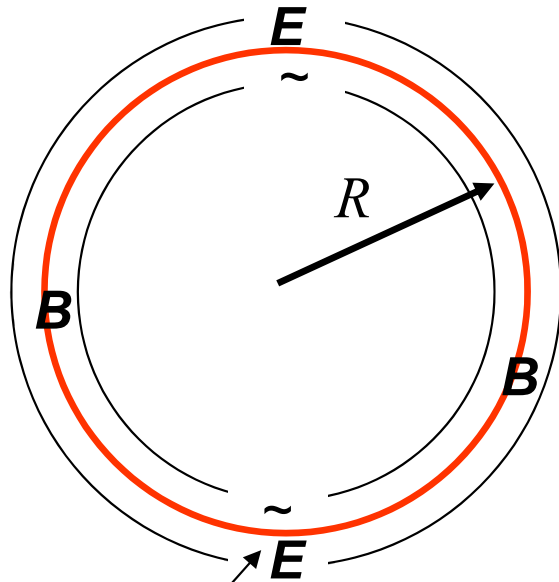
Larmorova
frekvence

$$\omega_L = \frac{c}{R} = \frac{e}{m_0} B \gamma^{-1}$$

v ultrarelativistickém
případě $\beta \sim 1$

$$\gamma = \frac{e}{m_0 c} \cdot BR$$

Vkládání energie



výkon elektrického pole

$$W = eEv$$

pohybová rovnice

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

$$\frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = e|\mathbf{E}| \quad \text{podélná složka}$$

počítáme

$$W = v \frac{d}{dt}(m\mathbf{v}) = m_0 c^2 \beta \frac{d}{dt}(\gamma\beta) \quad \leftarrow \beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$$

synchronisované
střídavé
urychlovací
napětí

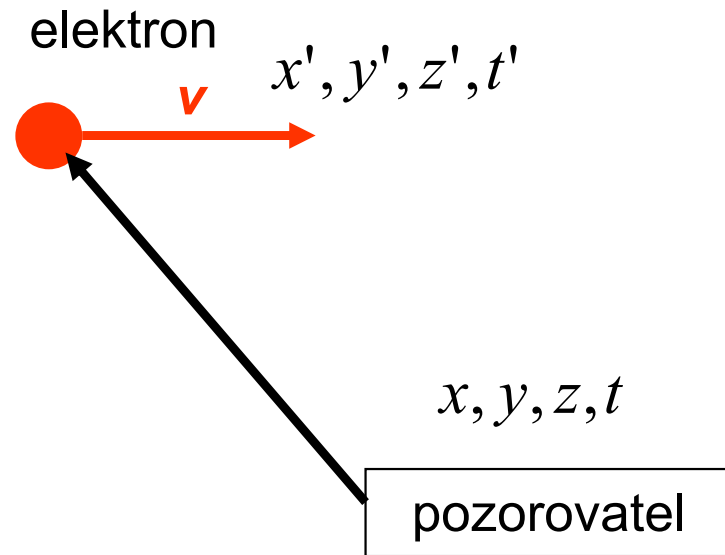
$$W = m_0 c^2 \cdot \frac{d}{dt} \gamma = \frac{d}{dt} E$$

urychluje
elektrony

kompensuje
vyzařovací
ztráty

Kolimace vyzářené vlny

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



Lorentzova transformace

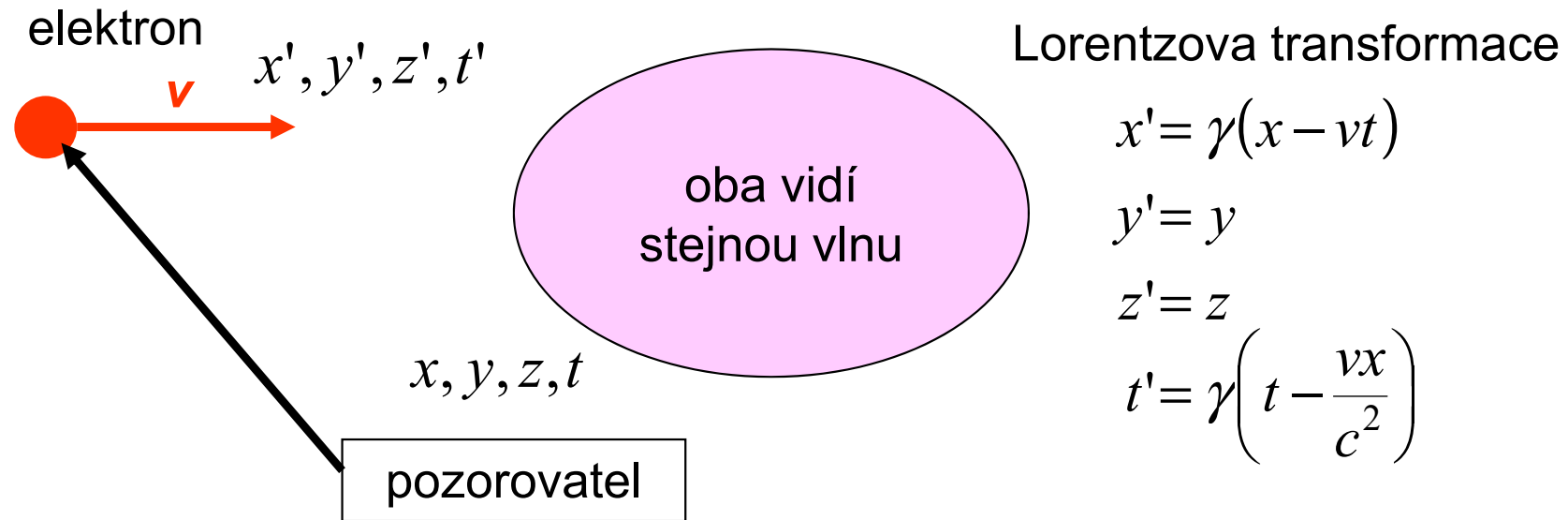
$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem



Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem

elektron x', y', z', t'



x, y, z, t

pozorovatel

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\mathbf{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\mathbf{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem

elektron x', y', z', t'



x, y, z, t

pozorovatel

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\mathbf{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\mathbf{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem

elektron x', y', z', t'



x, y, z, t

pozorovatel

oba vidí
stejnou vlnu

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je
invariant

$$\mathbf{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\mathbf{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

- Dosadíme na pravé straně z Lorentzovy transformace
- Použijeme metody neurčitých koeficientů

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem

elektron v x', y', z', t'



x, y, z, t

pozorovatel

Lorentzova transformace

$$x' = \gamma(x - vt)$$

$$y' = y$$

$$z' = z$$

$$t' = \gamma\left(t - \frac{vx}{c^2}\right)$$

fáze rovinné vlny je invariant

$$\mathbf{kr} - \omega t = \frac{\omega}{c}(\mathbf{nr} - ct), \quad \omega = ck$$

$$\omega(n_x x + n_y y + n_z z - ct) = \omega'(n'_x x' + n'_y y' + n'_z z' - ct')$$

$$\omega n_x = \omega' \gamma(n'_x + \beta) \quad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma(1 + \beta n'_x) \quad \omega n_z = \omega' n'_z$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\begin{aligned}\omega n_x &= \omega' \gamma (n'_x + \beta) & \omega n_y &= \omega' n'_y \\ \omega &= \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) & \omega n_z &= \omega' n'_z\end{aligned}$$

oddělíme

n od ω

$$\begin{aligned}n_x &= \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} & n_y &= \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)} \\ \omega &= \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) & n_z &= \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}\end{aligned}$$

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\begin{aligned}\omega n_x &= \omega' \gamma (n'_x + \beta) & \omega n_y &= \omega' n'_y \\ \omega &= \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) & \omega n_z &= \omega' n'_z\end{aligned}$$

oddělíme

n od ω

$$\begin{aligned}n_x &= \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} & n_y &= \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)} \\ \omega &= \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) & n_z &= \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}\end{aligned}$$

DOPPLERŮV
JEV

KOLIMACE V
POMĚRU γ^{-1}

Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

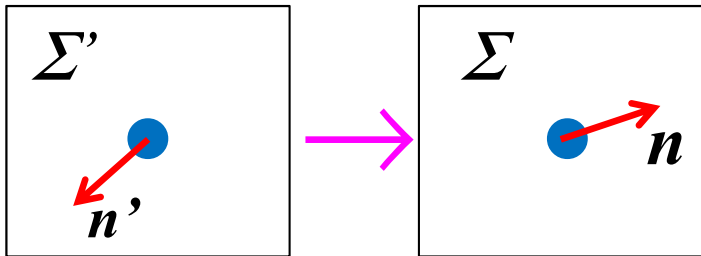
$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \quad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad \omega n_z = \omega' n'_z$$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \quad n_y = \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad n_z = \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

KOLIMACE V
POMĚRU γ^{-1}



Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \quad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad \omega n_z = \omega' n'_z$$

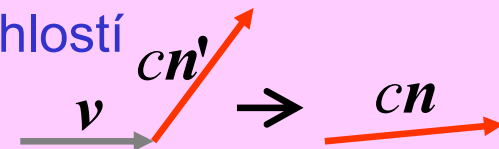
$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \quad n_y = \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad n_z = \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

KOLIMACE V
POMĚRU γ^{-1}

Je to přesně učebnicové odvození aberace a relativistického výrazu pro Dopplerův efekt

Fotonová interpretace: vynásobením c máme relativistické skládání rychlostí



Vlna vysílaná pohyblivým zdrojem, pokračování

$$\omega n_x = \omega' \gamma (n'_x + \beta) \quad \omega n_y = \omega' n'_y$$

$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad \omega n_z = \omega' n'_z$$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} \quad n_y = \frac{n'_y}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

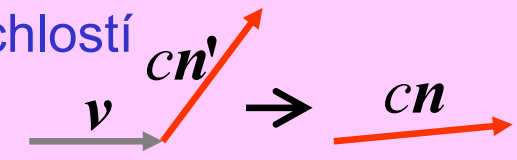
$$\omega = \omega' \gamma (1 + \beta n'_x) \quad n_z = \frac{n'_z}{\gamma(1 + \beta n'_x)}$$

DOPPLERŮV
JEV

KOLIMACE V
POMĚRU γ^{-1}

Je to přesně učebnicové odvození aberace a relativistického výrazu pro Dopplerův efekt

Fotonová interpretace: vynásobením c máme relativistické skládání rychlostí



vlastní frekvence záření je Larmorova frekvence oběhu elektronů ... radiofrekvence

$$\omega' \approx c/R$$

ta se Dopplerem posune do zhruba viditelné oblasti

$$\omega \approx \gamma \cdot c/R$$

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu
elektron na kruhové
dráze září jako
superposice dvou
vzájemně kolmých
dipólů, tedy

**kosinový zářič s
okamžitým dipólem
kolmým na tečnu ke
kruhové dráze**

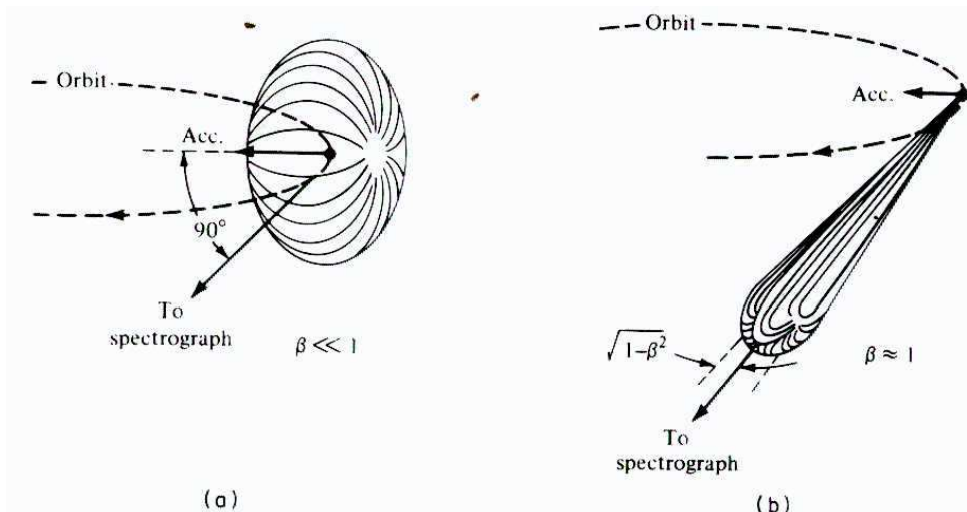


Figure 17.1 Angular intensity distribution of slow (a) and relativistic (b) electrons on a circular orbit. The dipole pattern (a) is strongly distorted (b) into the forward direction because of the relativistic speed of the electron; β , velocity in units of c . (From Tomboulian and Hartman⁵)

při rychlém pohybu
elektron na kruhové
dráze sám sebe
vnímá jako
superposici dvou
vzájemně kolmých
dipólů,

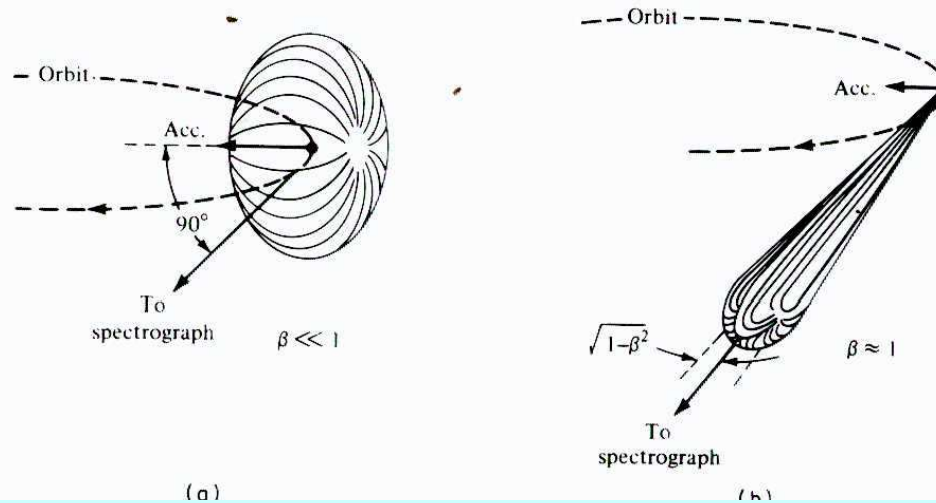
**pozorovatel však
vnímá vlny po
Lorentzově
transformaci, tedy
silně kolimované
vpřed**

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu
elektron na kruhové
dráze září jako
superposice dvou
vzájemně kolmých
dipólů, tedy

kosinový zářič s
okamžitým dipólem
kolmým na tečnu ke
kruhové dráze



při rychlém pohybu
elektron na kruhové
dráze sám sebe
vnímá jako
superposici dvou
vzájemně kolmých
dipólů,

pozorovatel však
vnímá vlny po

"vidíme elektron i
zezadu"

silně kolimované
vpřed

pro $1 > n'_x > -\beta \square -\left(1 - \frac{1}{2\gamma^2}\right)$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} > 0$$

pro $1 > n'_x > -\left(1 - 999(1 - \beta)\right) > -\beta$

$$n_x > 0.998$$

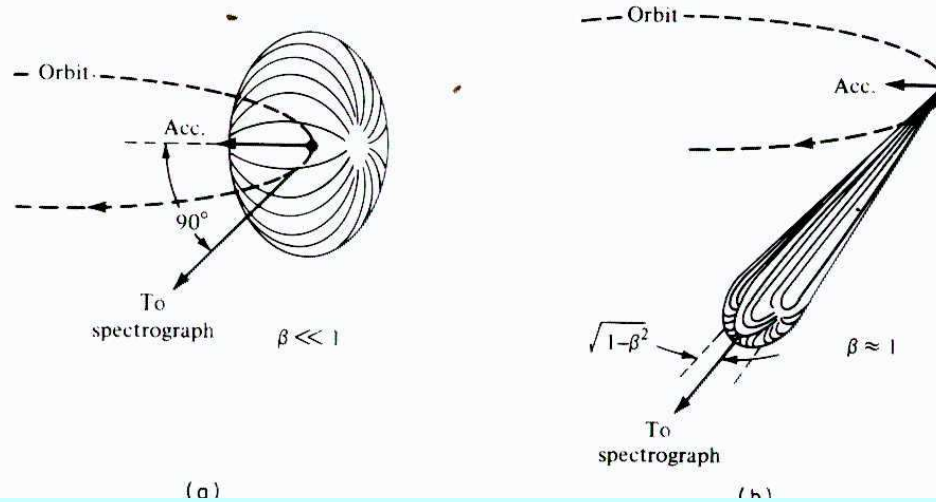
skoro všechny
kolimovány lépe než
na 1‰

Kolimace synchrotronového záření

KLASICKÝ
OBRÁZEK ZE
VŠECH UČEBNIC

při pomalém pohybu
elektron na kruhové
dráze září jako
superposice dvou
vzájemně kolmých
dipólů, tedy

kosinový zářič s
okamžitým dipólem
kolmým na tečnu ke
kruhové dráze



při rychlém pohybu
elektron na kruhové
dráze sám sebe
vnímá jako
superposici dvou
vzájemně kolmých
dipólů,

pozorovatel však
vnímá vlny po

"vidíme elektron i
zezadu"

silně kolimované
vpřed

pro $1 > n'_x > -\beta \square -\left(1 - \frac{1}{2\gamma^2}\right)$

$$n_x = \frac{n'_x + \beta}{1 + \beta n'_x} > 0$$

pro $1 > n'_x > -\left(1 - 999(1 - \beta)\right) > -\beta$

kolik to je?

$$\gamma = 10^4 \quad \dots \quad 1 - \beta = 5 \times 10^{-9}$$

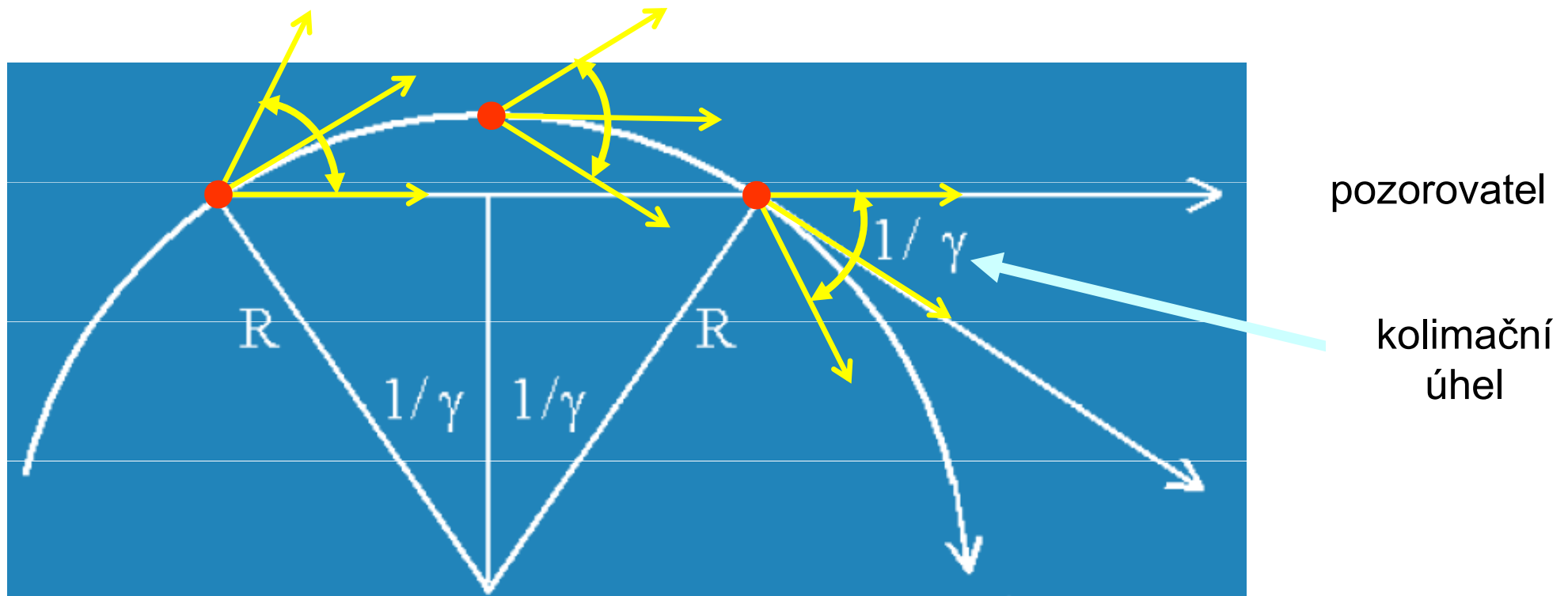
$$n'_x > -(1 - 4.995 \times 10^{-6})$$

$$n_x > 0.998$$

skoro všechny
kolimovány lépe než
na 1‰

Spektrální a celková intenzita SR

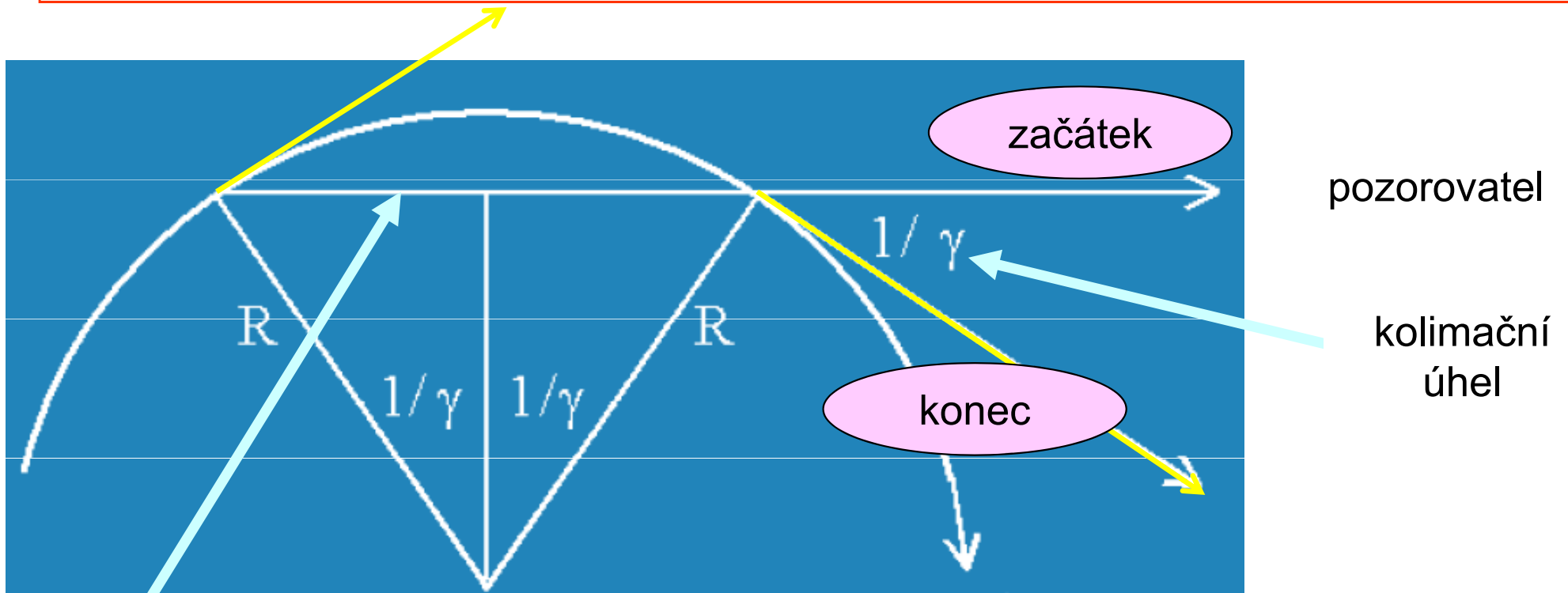
Pozorování záblesku SZ od prolétajícího elektronu



geometricky je pozorovatel v kolimačním kuželi po dobu přejezdu elektronu obloukem
světlo ze vzdálených částí se však opoždí o dobu letu
trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů tělivou

Doba záblesku a spektrální obor SZ

trvání záblesku = doba přejezdu elektronu obloukem – doba letu fotonů těživou



dráha fotonů

elektron

$$\Delta t = \frac{2R}{c} \left\{ \frac{1}{\beta\gamma} - \sin \frac{1}{\gamma} \right\} \approx \frac{2R}{c} \left\{ \frac{1}{\gamma} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) - \frac{1}{\gamma} + \frac{1}{6\gamma^3} \right\}$$

$$\Delta t = \frac{4R}{3c} \cdot \frac{1}{\gamma^3}$$

Spektrální obor SZ -- pokračování

použijeme
"relací neurčitosti"
čas × frekvence $\sim 2\pi$

$$\Delta t = \frac{4R}{3c} \cdot \frac{1}{\gamma^3}$$

$$\omega_S = \dots \omega_L \times \gamma^3$$

$$\omega_L = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

dobrý odhad charakteristické
frekvence

... DOSTANEME SE DO VELMI VYSOKÝCH
FREKVENCÍ, ZPRAVIDLA V RTG OBLASTI

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{dW}{d\omega} = \text{const} \times F(\omega / \omega_C) \quad \text{univerzální funkce}$$

kritická frekvence $\omega_C = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^3$

Přesný výpočet spektrální intenzity

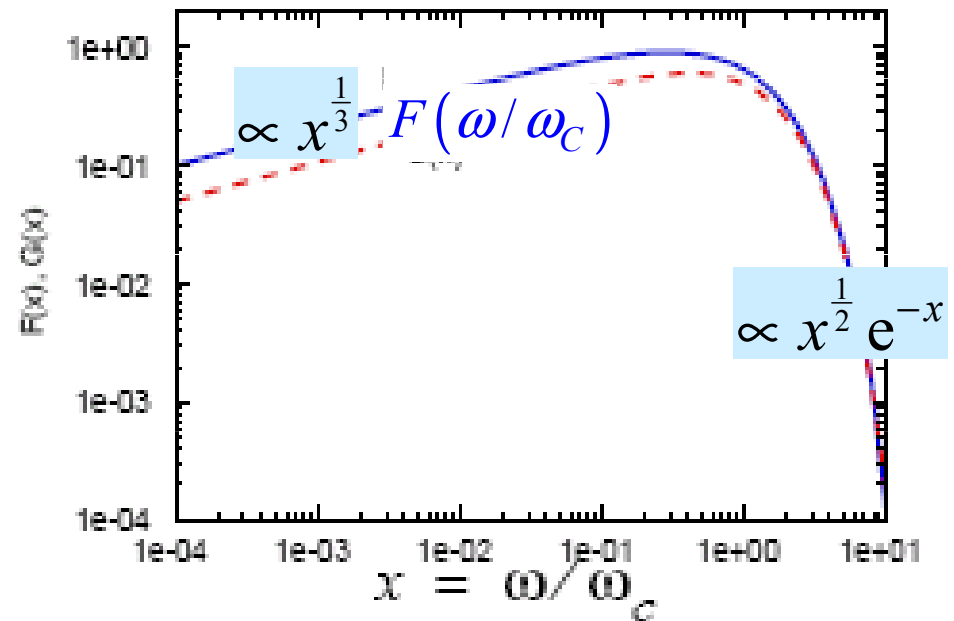
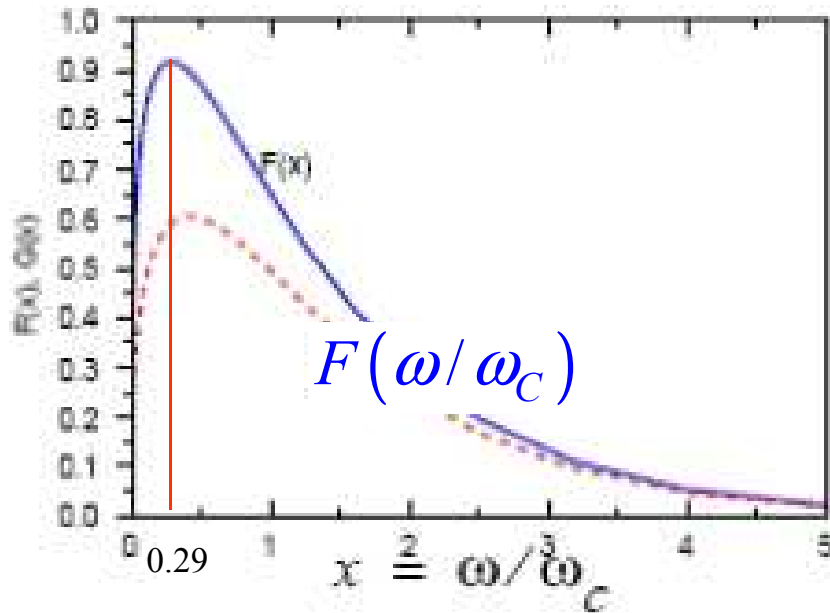
$$\frac{dW}{d\omega} = \text{const} \times F(\omega / \omega_C) \quad \text{univerzální funkce}$$

kritická frekvence $\omega_C = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^3 = \frac{3}{2} \omega_S \quad \dots \text{OK} .$

Přesný výpočet spektrální intenzity

$$\frac{dW}{d\omega} = \text{const} \times F(\omega/\omega_C) \quad \text{univerzální funkce}$$

kritická frekvence $\omega_C = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^3$



Zářivý výkon elektronu

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \square \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \omega_L^2 \gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{dE}{dt} \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c} \omega_L \gamma^4$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$$= \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_L \gamma^4 = \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_S \gamma$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton

ztráty za jeden oběh

energie elektronu

$$\hbar \omega_S$$

$$\frac{4\pi}{3} \alpha \gamma \cdot \hbar \omega_S$$

$$m_0 c^2 \gamma$$

Zářivý výkon elektronu

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \approx \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \omega_L^2 \gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{dE}{dt} \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c} \omega_L \gamma^4$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$$= \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_L \gamma^4 = \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_S \gamma$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
-------------	----------------------	-------------------

$\hbar \omega_S$	$\frac{4\pi}{3} \alpha \gamma \cdot \hbar \omega_S$	$m_0 c^2 \gamma$
------------------	---	------------------

... tak bychom si to přáli

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \square \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \omega_L^2 \gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{dE}{dt} \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c} \omega_L \gamma^4$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$$= \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_L \gamma^4 = \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_S \gamma$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
-------------	----------------------	-------------------

$\hbar \omega_S$	\square $\frac{4\pi}{3} \alpha \gamma \cdot \hbar \omega_S$	\square $m_0 c^2 \gamma$
------------------	---	----------------------------

počet fotonů
elektron · oběh
= $0.031 \times \gamma$

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \square \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \omega_L^2 \gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{dE}{dt} \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c} \omega_L \gamma^4$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

konstanta jemné struktury

$$= \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_L \gamma^4 = \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_S \gamma$$

Hierarchie energií

jeden foton ztráty za jeden oběh energie elektronu

$$\hbar \omega_S \quad \square \quad \frac{4\pi}{3} \alpha \gamma \cdot \hbar \omega_S \quad \square \quad m_0 c^2 \gamma$$

$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron} \cdot \text{oběh}}$$

$$= 0.03$$

$$\frac{\text{počet fotonů}}{\text{elektron} \cdot \text{oběh}}$$

$$= 0.067 \times \gamma$$

$$\langle \hbar \omega \rangle = \frac{4\sqrt{3}}{15} \hbar \omega_S = 0.46 \times \hbar \omega_S$$

Počet vyzářených fotonů

$$\omega_L = \frac{eB}{\gamma m_0} \square \frac{c}{R}$$

$$W = \frac{dE}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c} \omega_L^2 \gamma^4$$

za jednotku času

Za jeden oběh

$$\frac{dE}{dt} \frac{2\pi}{\omega_L} = \frac{e^2}{3\epsilon_0 c} \omega_L \gamma^4$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$$

$$= \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_L \gamma^4 = \frac{4\pi}{3} \alpha \cdot \hbar \omega_S \gamma$$

konstanta jemné struktury

Hierarchie energií

jeden foton	ztráty za jeden oběh	energie elektronu
-------------	----------------------	-------------------

$\hbar \omega_S$	\square $\frac{4\pi}{3} \alpha \gamma \cdot \hbar \omega_S$	\square $m_0 c^2 \gamma$
------------------	---	----------------------------

počet fotonů
elektron · oběh

= 0.03

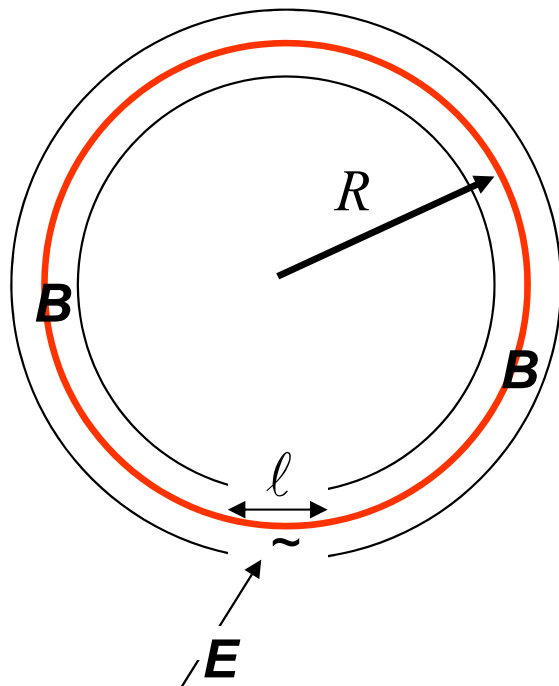
počet fotonů
elektron · oběh
= $0.067 \times \gamma$

pro $\gamma = 10000$ (5 GeV!!) jen \square 700 fotonů.

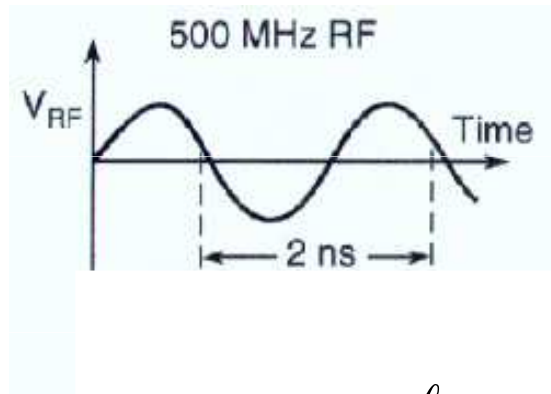
Fotonová statistika (tj. kvantový pohled) nezbytné

Pulsní struktura SR

Vkládání energie



$$E_{\square}(t) = E_{\square 0} \sin \omega_L t = E_{\square 0} \sin(2\pi t / T_L)$$



reálný příklad

Doba průletu mezerou l $\frac{l}{\beta c}$ \square $\frac{2\pi R}{\beta c}$ Doba oběhu

synchronisované
střídavé
urychlovací
napětí

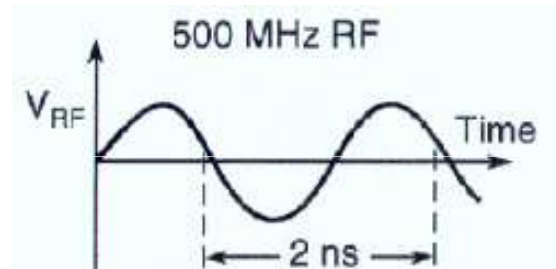
kompensuje
vyzařovací
ztráty

Elektrony přilétají náhodně během periody
Jsou urychleny nebo zpomaleny
podle okamžité hodnoty pole
Jen některé nabudou správné rychlosti
Další podléhají chaotickým změnám rychlosti
Proces vede k ustálenému rozložení elektronů
kolem orbity

Pulsní struktura SR

Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

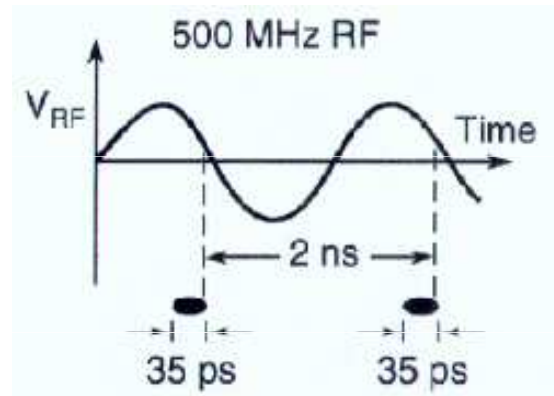
Jen úzký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Pulsní struktura SR

Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

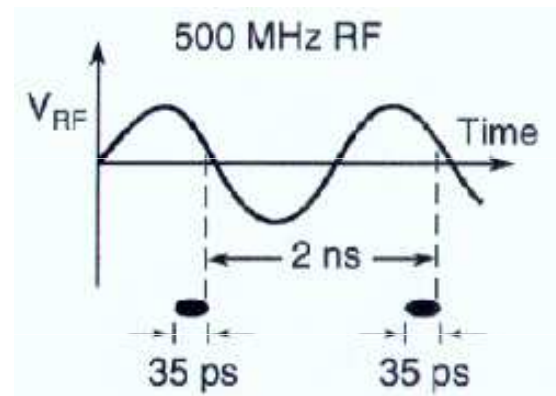
Jen úzký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Pulsní struktura SR

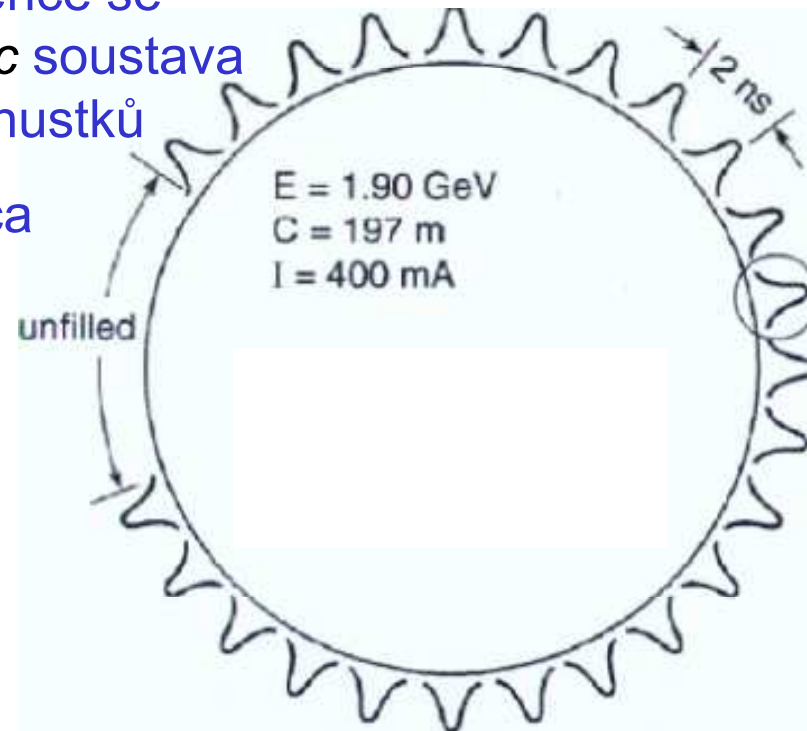
Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

Jen úzký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů



Po obvodu prstence se otáčí rychlostí βc soustava elektronových zhustků

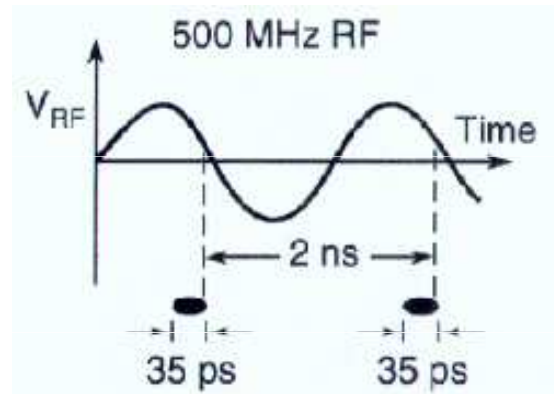
Jsou od sebe cca 60 cm daleko a jejich rozsah je okolo 1 cm



Pulsní struktura SR

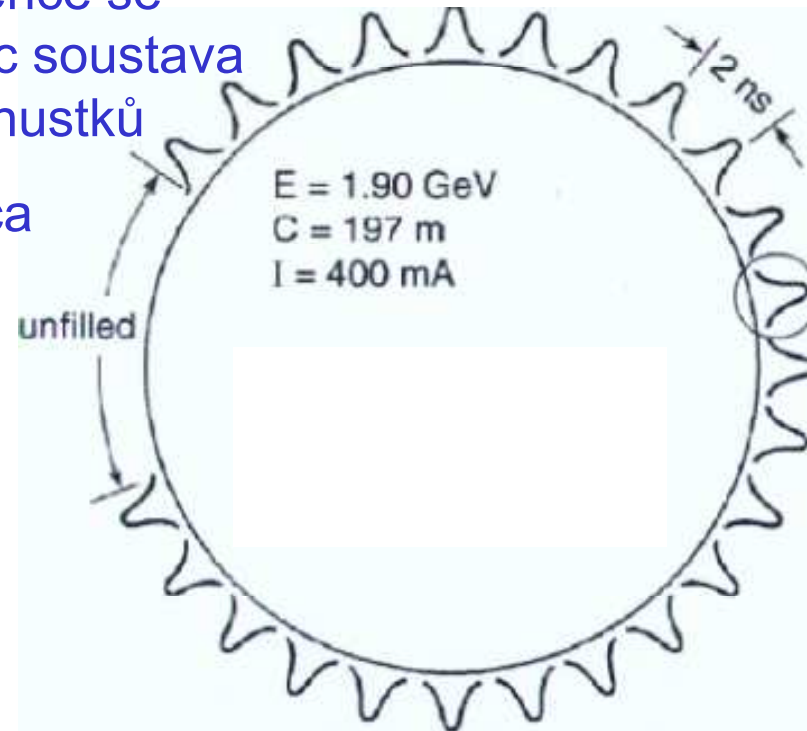
Energie elektronů musí přesně odpovídat parametrům prstence

Jen úzký interval vůči střídavému elektrickému poli vede k ustálenému pohybu elektronů

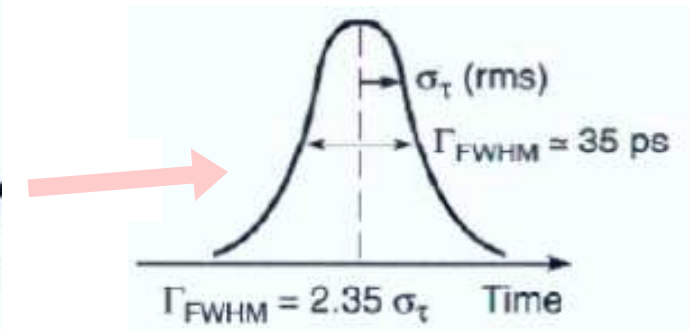


Po obvodu prstence se otáčí rychlostí βc soustava elektronových zhustků

Jsou od sebe cca 60 cm daleko a jejich rozsah je okolo 1 cm



Jeden Gaussův puls

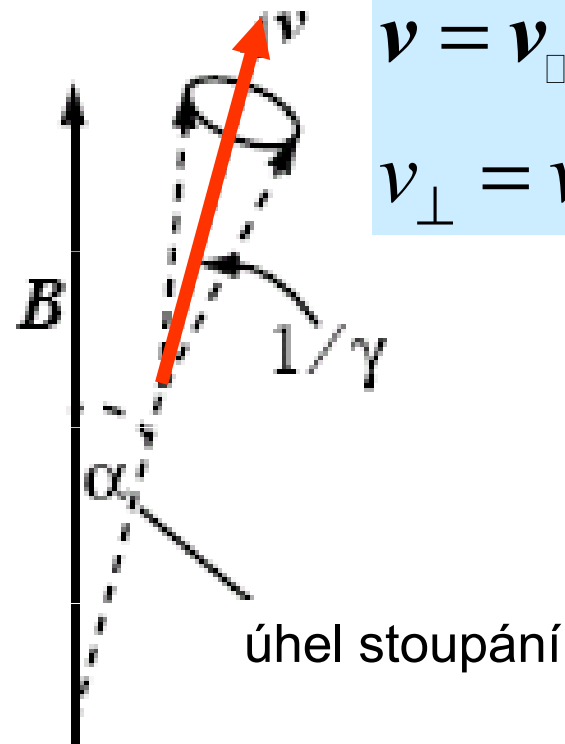
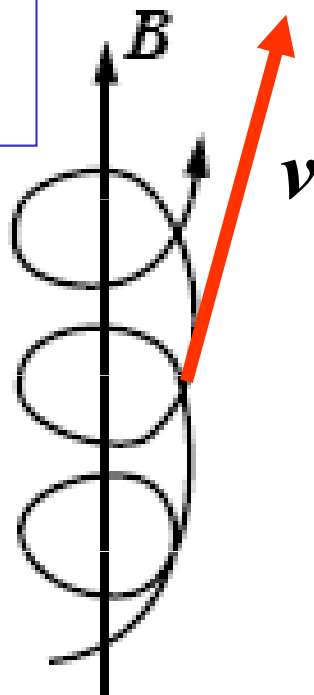


Zpět k synchrotronu v Kosmu i na Zemi

Jak tedy SR v mlhovinách
a
v současných zdrojích SR na Zemi
vzniká

Kosmický synchrotron

elektrony se pohybují po spirálách



$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\parallel} + \mathbf{v}_{\perp}$$
$$v_{\perp} = v \cdot \sin \alpha$$

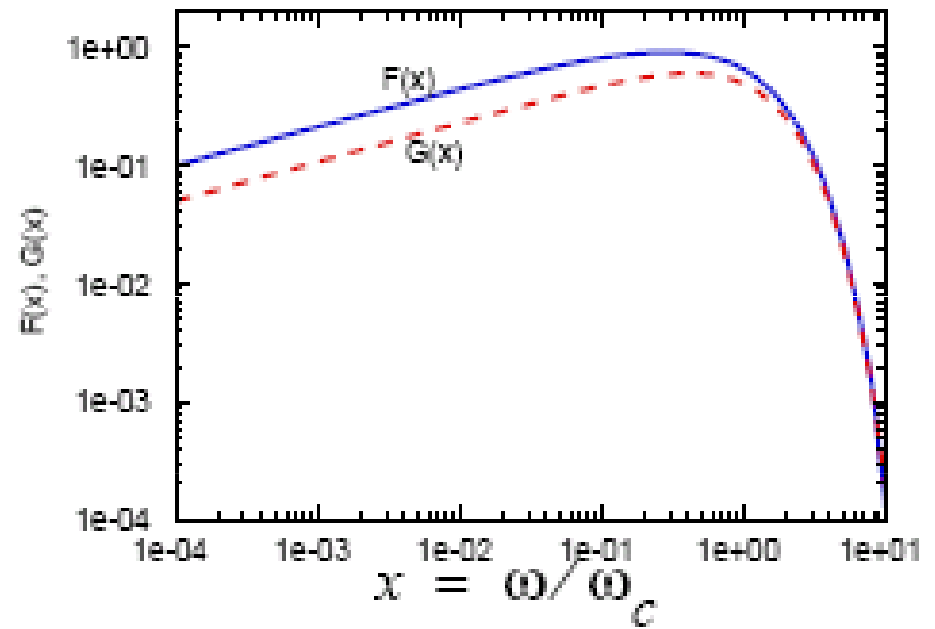
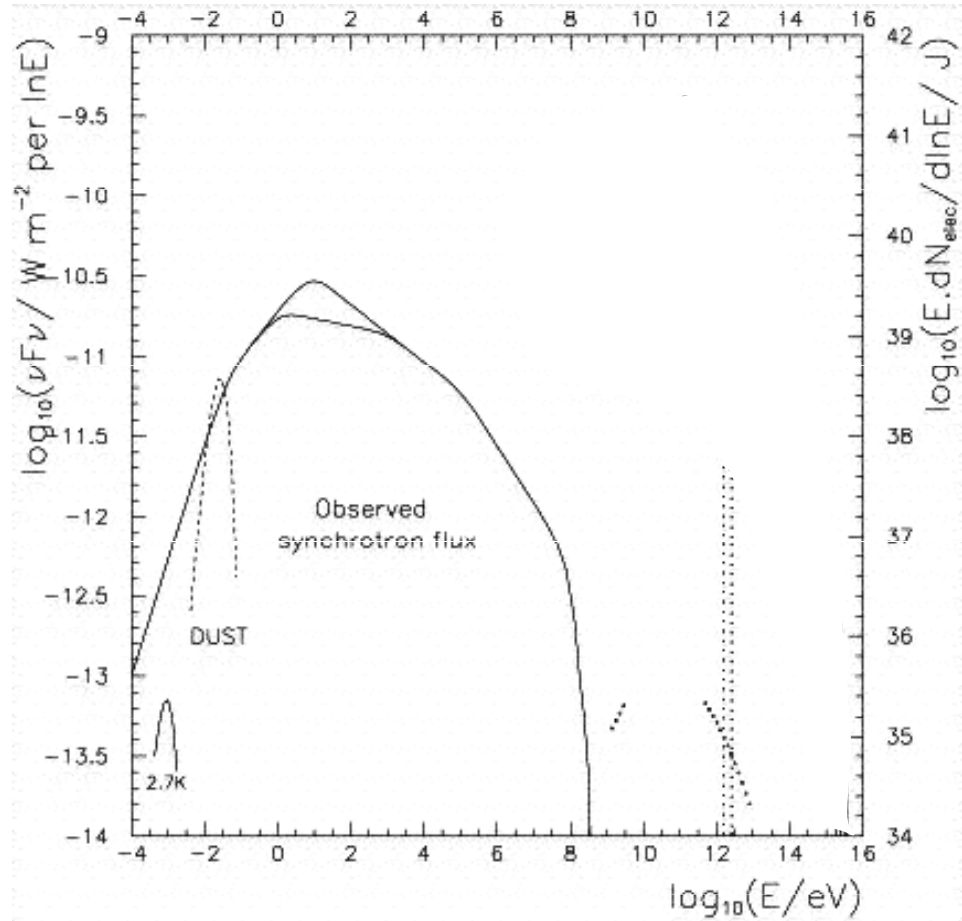
vzorce je nutno trochu upravit

PŘÍKLAD:

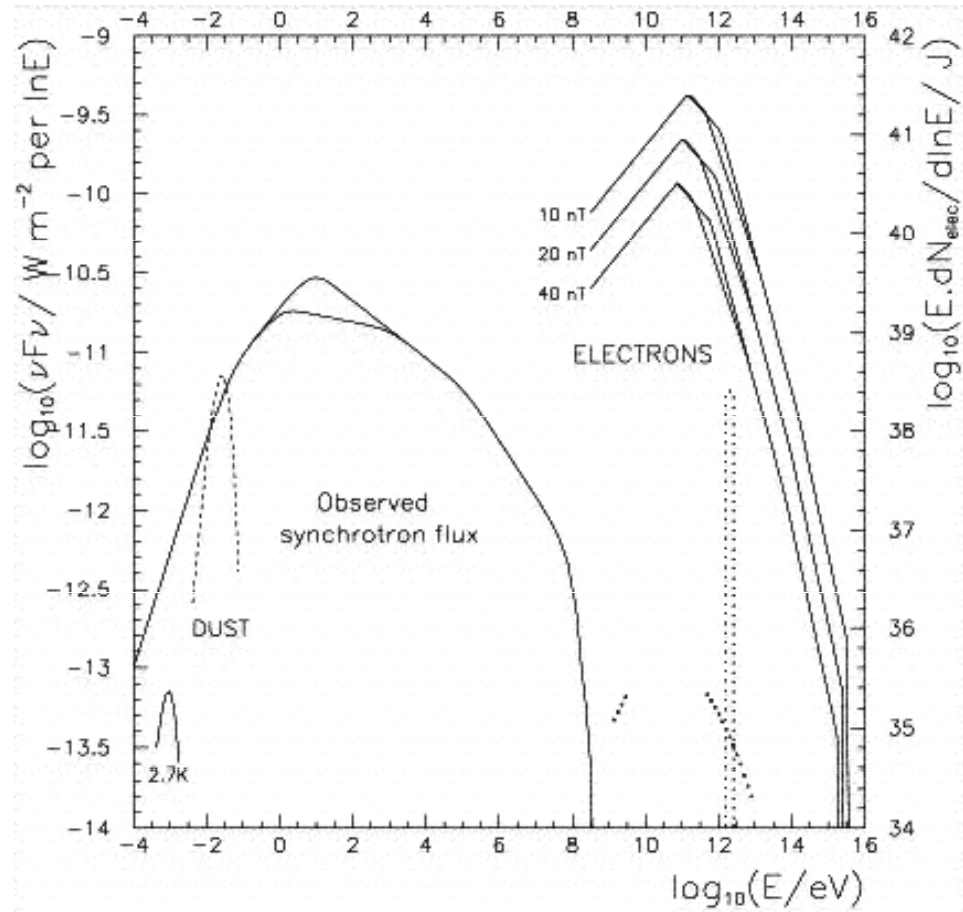
$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 \sin \alpha = \frac{3}{2} \frac{eB}{m} \gamma^3 \sin \alpha$$

\uparrow
 ω_L nemění se

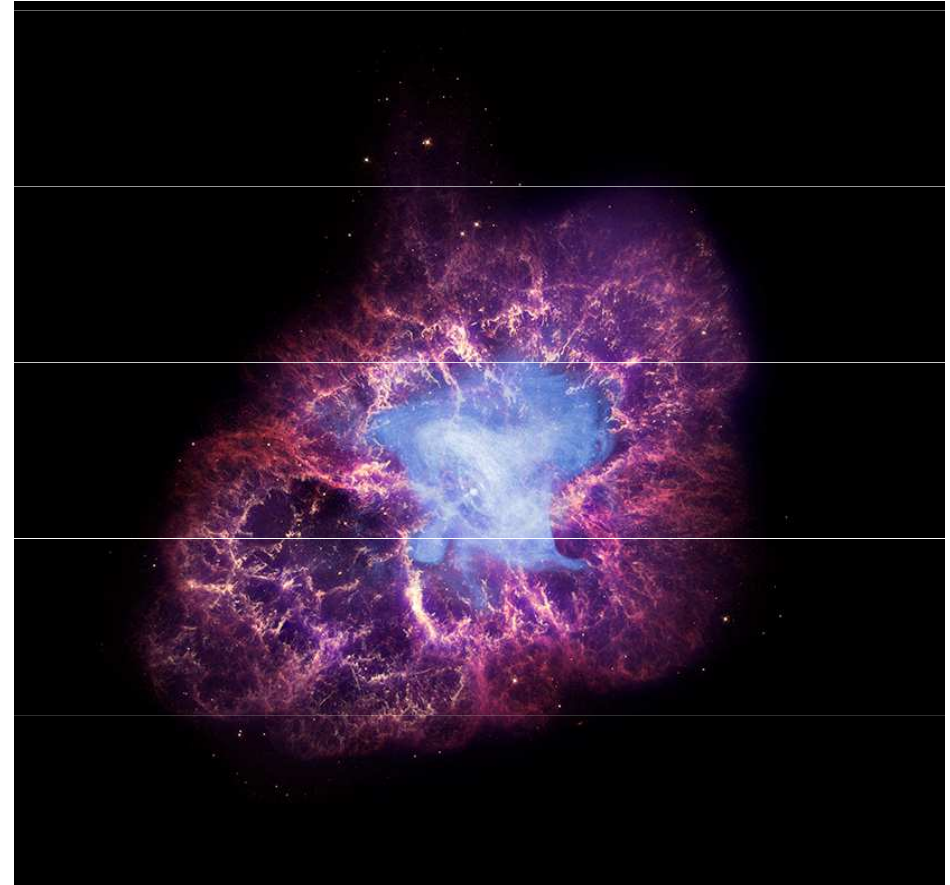
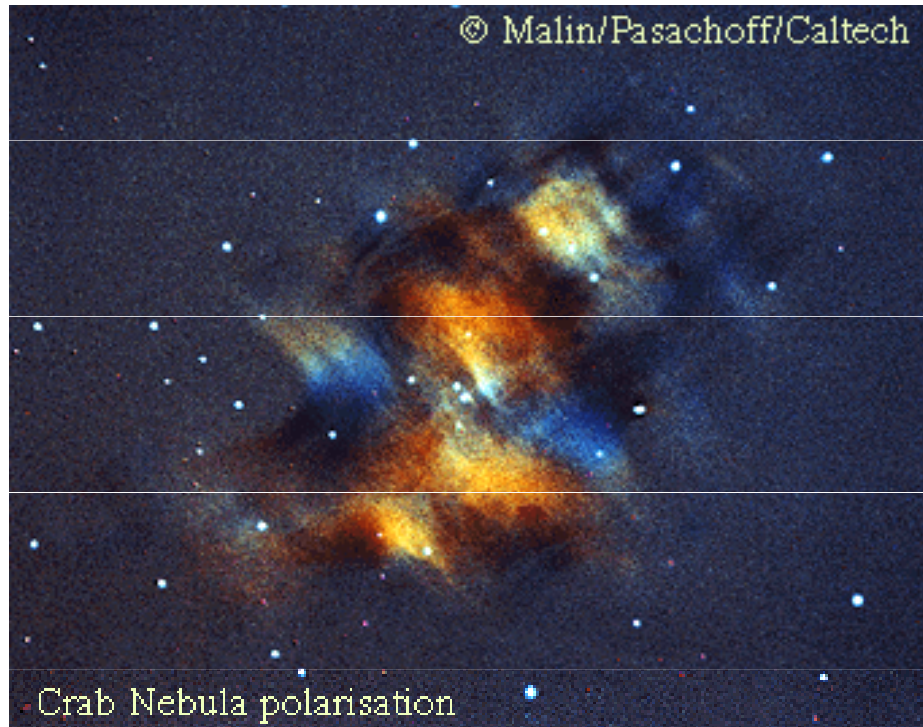
Krabí mlhovina: Spektrální charakteristika odpovídá SZ



Spektrální charakteristika odpovídá SZ



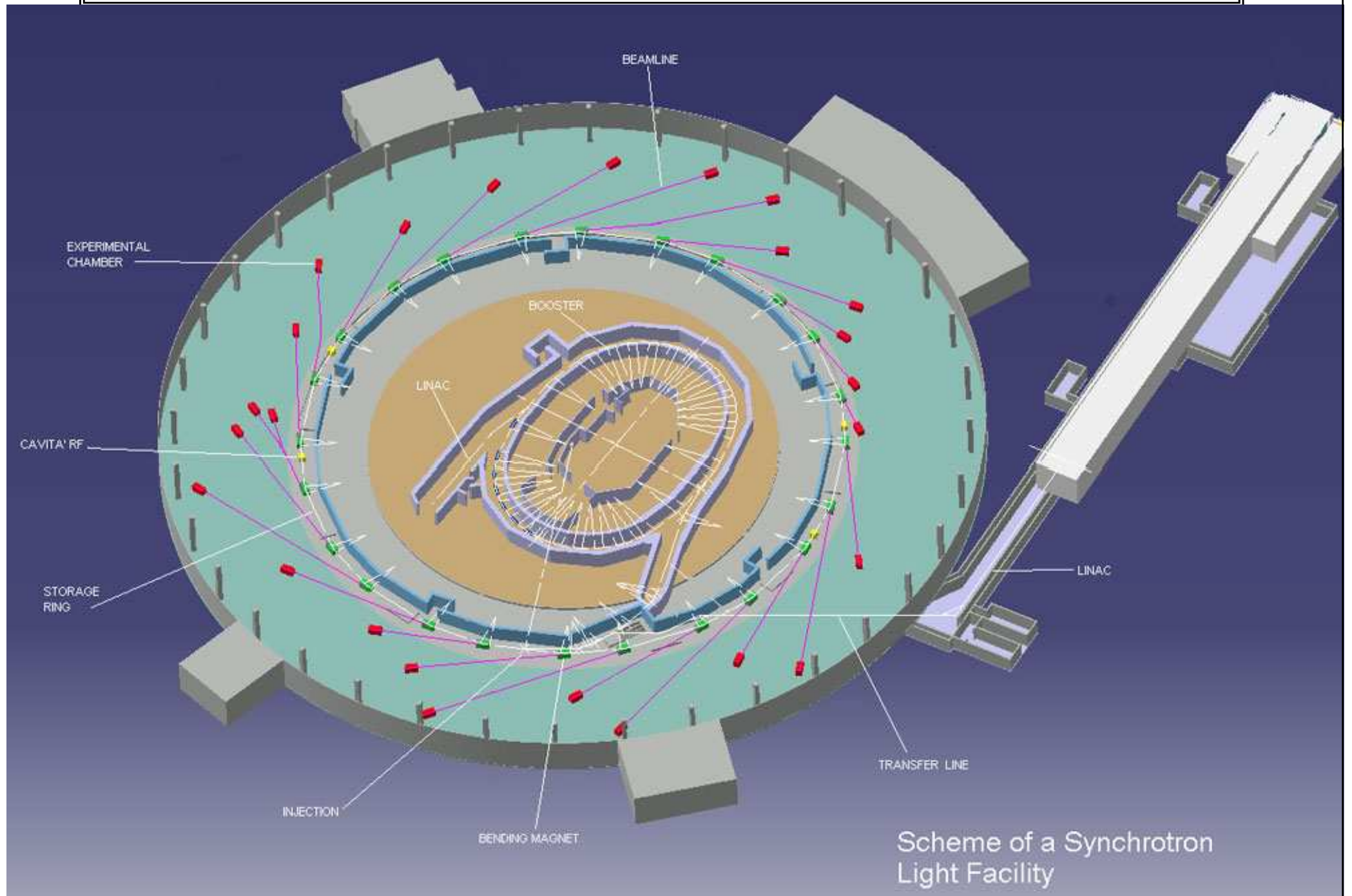
Krabí mlhovina: barevný kód vlevo ukazuje polarisaci záření



<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0608524v1.pdf>

Storage Ring
(akumulační prstenec):
technická realizace

Elettra Trieste



Scheme of a Synchrotron Light Facility

Vzorce a odhady

$$\gamma = \frac{eB}{m_0 c} R \cdot \beta^{-1} \approx \frac{eB}{m_0 c} R \cdot (1 + 2\gamma^{-2}) \quad \omega_L = \frac{eB}{m_0} \gamma^{-1} = \frac{v}{R} \approx \frac{c}{R}$$

$$\omega_C = \frac{3}{2} \frac{eB}{m_0} \gamma^2 = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^3$$

$$E = 0.3BR \quad \text{GeV T m}$$

$$\omega_L = 0.3R^{-1}$$

$$\text{GHz m}$$

$$\gamma = 2000E \quad \text{1 GeV}$$

$$\omega_C = 0.45R^{-1}\gamma^3$$

$$\text{GHz m}$$

$$\hbar\omega_C = 0.30 \times 10^{-6} R^{-1} \gamma^3$$

$$\text{eV m}$$

$$\lambda_C = \frac{4\pi}{3} R \gamma^{-3}$$

$$\text{m m}$$

v Kosmu

$$E = 5 \text{ GeV}, B = 1 \text{ nT} \Rightarrow R = 1.5 \times 10^{10} \text{ m}$$

$$\omega_L = 0.02 \text{ Hz} \quad \omega_C = 30 \text{ GHz}$$

pozemský synchrotron

$$E = 5 \text{ GeV}, B = 1 \text{ T} \Rightarrow R = 1.5 \times 10^1 \text{ m}$$

$$\omega_L = 2 \text{ MHz} \quad \hbar\omega_C = 1.30 \text{ keV}$$

Spektrální charakteristiky synchrotronů

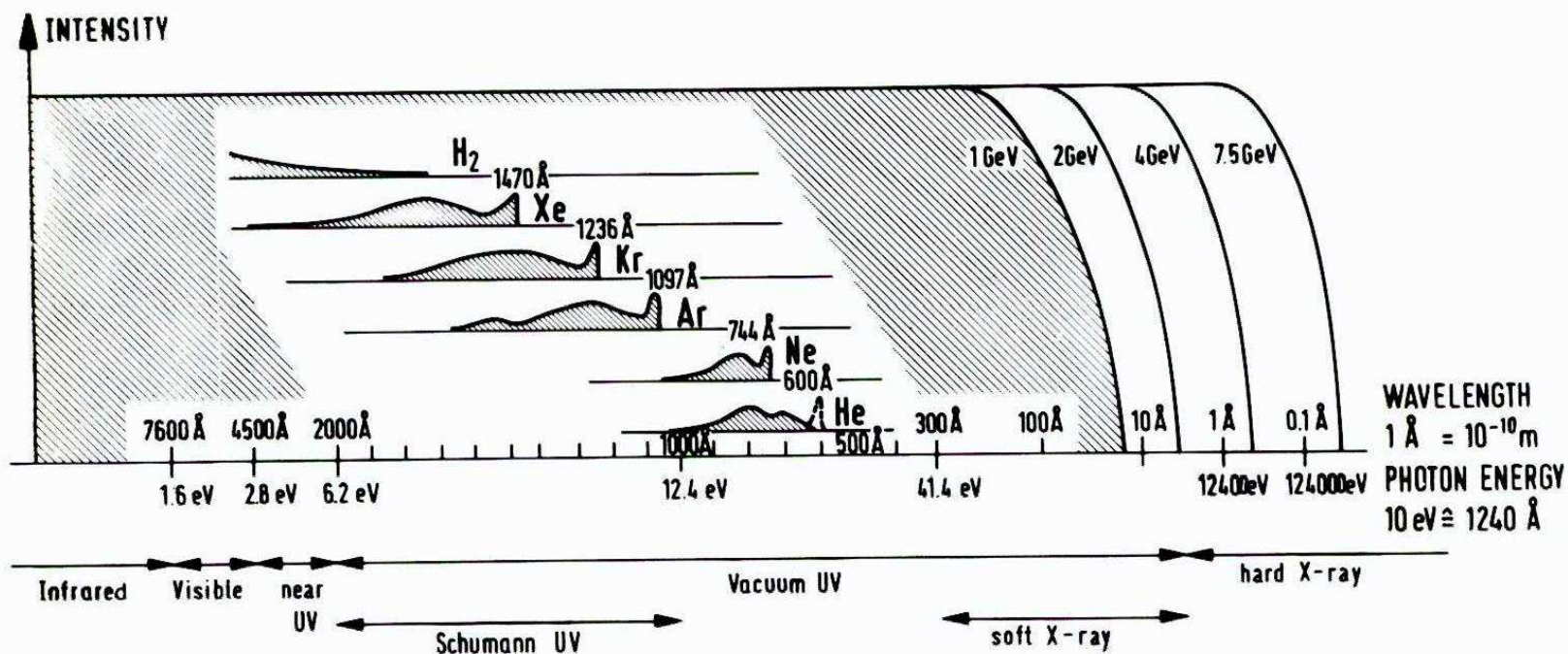


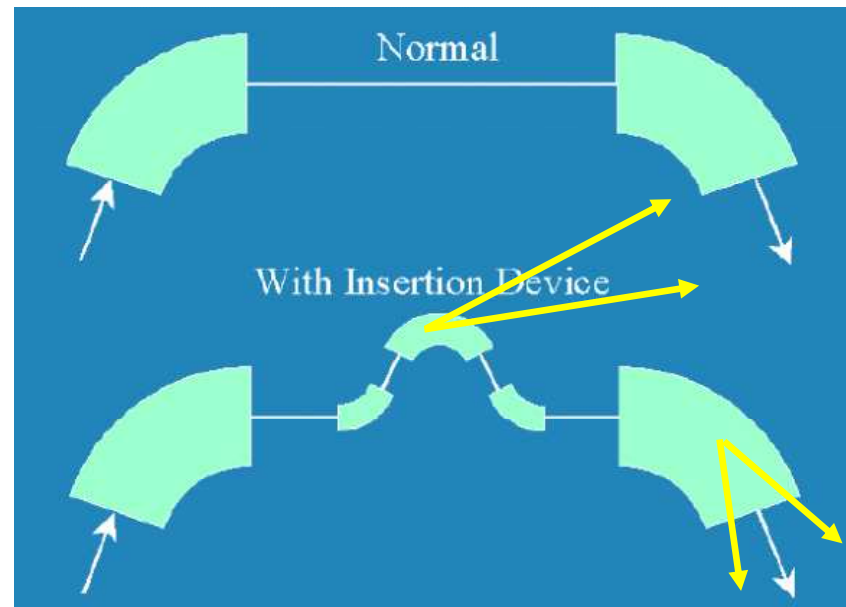
Figure 17.6 Schematic comparison of spectral distribution of synchrotron radiation from a synchrotron at different acceleration energies with the continua emitted by several discharge lamps (after Tanaka, Jursa, and LeBlank³⁶). The intensities are roughly on scale. (From Koch³⁸)

Wigglerly a undulátory

to wiggle *třepat se*

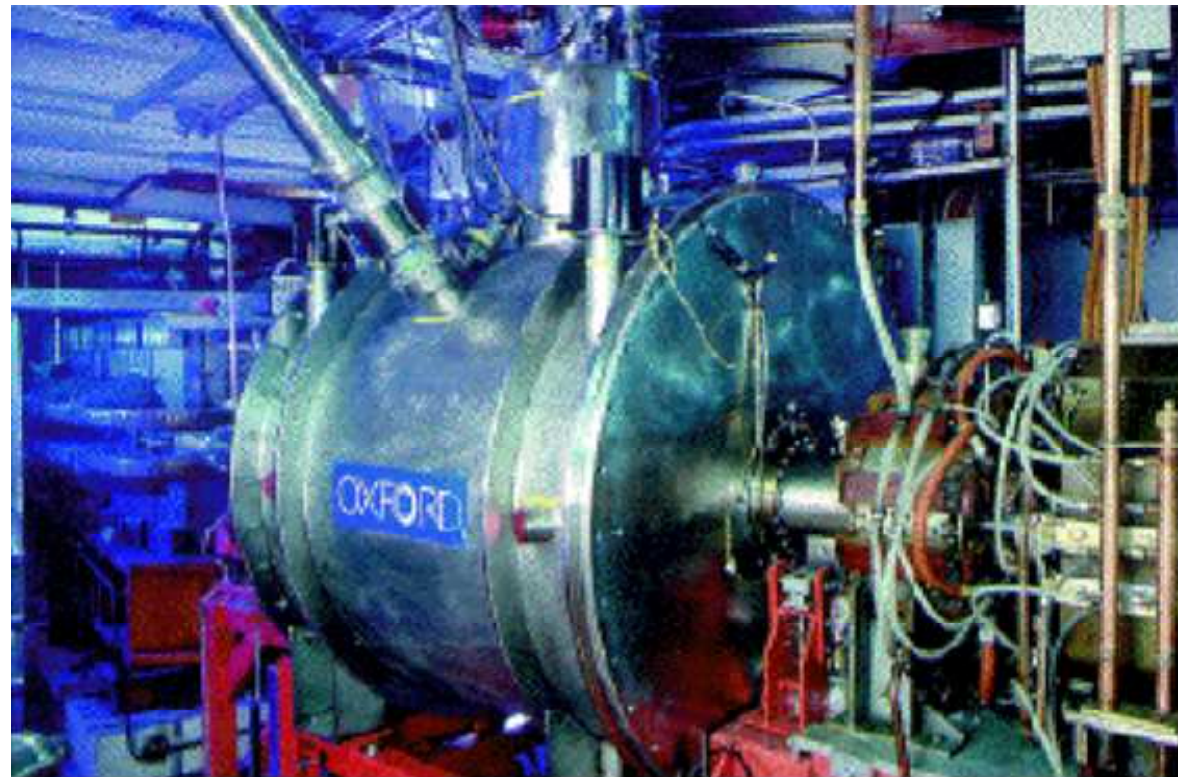
Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“



Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

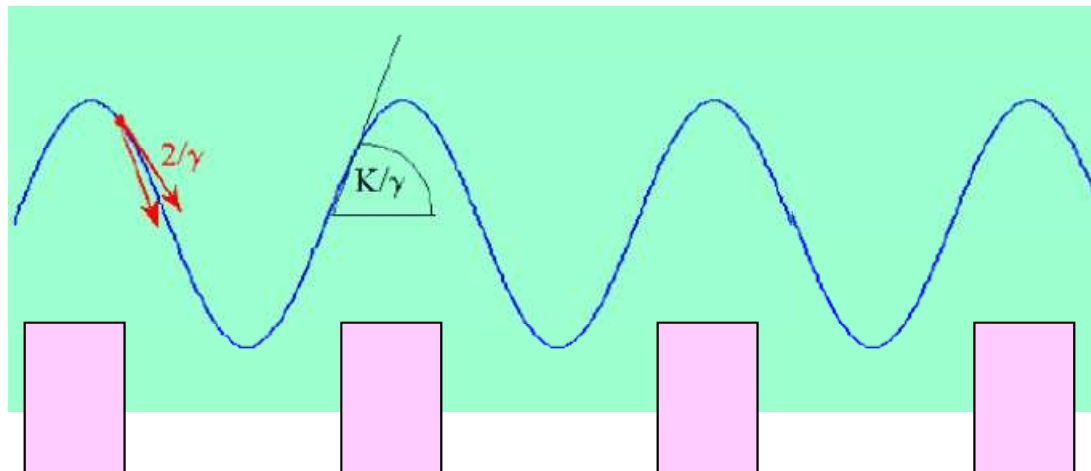
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“



supravodivý magnet 6 T

Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

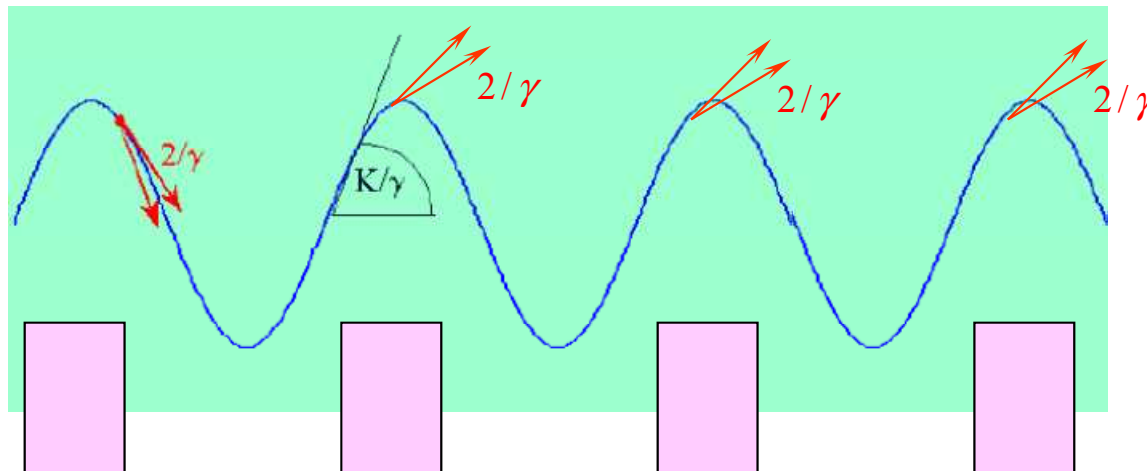
- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler



Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler (silné pole)

kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intensity



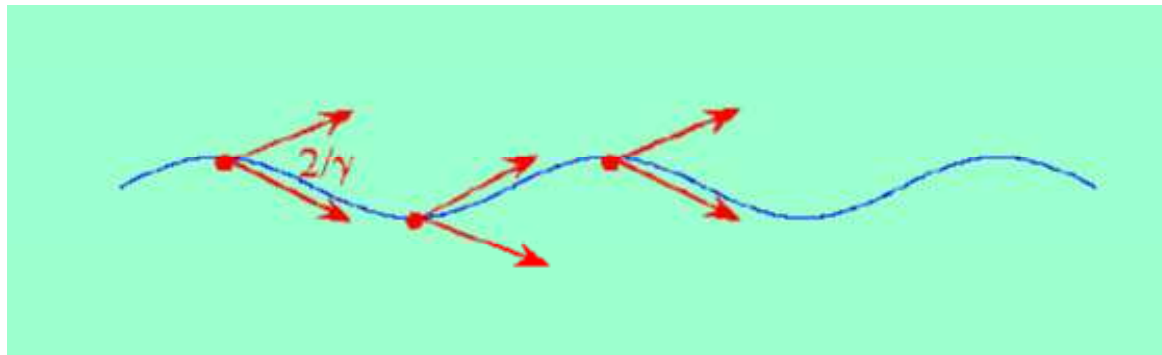
Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

- Nejlepší zdroj SZ má co nejvíc rovných úseků spojených ohyby (*bends*)
- Čím menší poloměr tím vyšší mezní frekvence SZ
- Nápad: do rovného úseku vložit „frequency shifter“
- Více magnetů za sebou: wiggler (silné pole)

kolimační kužele se nepřekrývají, sčítají se intensity

- Více magnetů za sebou: undulátor (slabé pole)

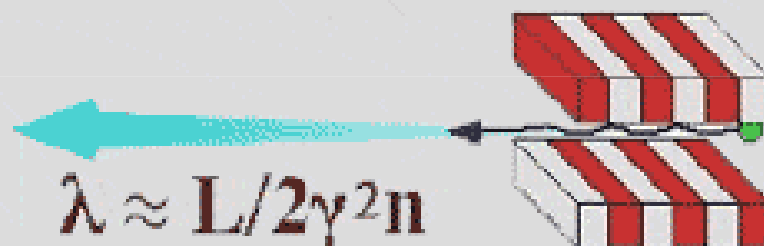
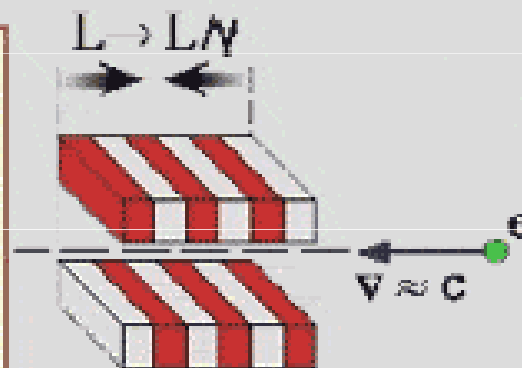
kolimační kužele se překrývají, sčítají se amplitudy, INTERFERENCE!



Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

**Synchrotron light emission:
Einstein's relativity transforms the large period of an undulator into the microscopic wavelength of x-rays**

An electron travels towards an undulator at a speed, v , close to the speed of light: because of relativity, it "sees" the length L and the period L/n (n = number of periods) of the undulator shrinking by a factor $\approx \gamma$

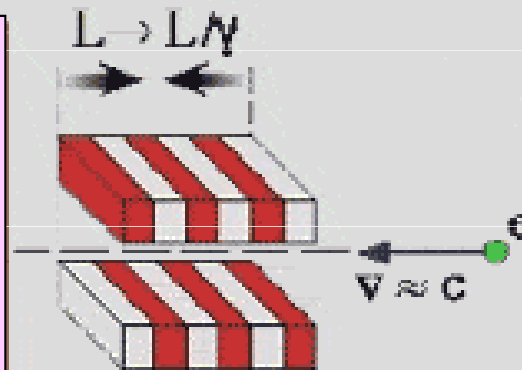


The undulator forces the electron to wiggle and to emit synchrotron light of wavelength equal to its (shrunk) period, $\approx L/n\gamma$. Because of the electron motion (Doppler effect), when seen from the laboratory point of view this wavelength further shrinks by a factor $\approx 2\gamma$.

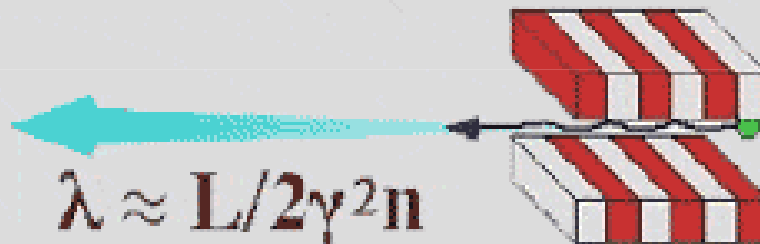
Za krátkými vlnovými délkami: wiggler a undulátory

Makroskopická perioda wiggleru či undulátoru se relativisticky zkracuje na mikroskopickou vlnovou délku rentgenových paprsků

relativistický elektron vidí periodu zařízení zkrácenou v poměru 1: γ na $L/n \gamma$



Elektron kmitá v undulátoru a vyzařuje fotony s vlnovou délkou $L/n \gamma$. Pozorovatel ji vidí dopplerovsky dále zkrácenou v poměru 1: 2γ



Budoucnost zdrojů SZ

Předvedeny byly zdroje SZ třetí generace.

Na obzoru je prý už čtvrtá.

O té snad někdy příště ...

Velikášské stroje se tak trochu omrzely.

Nový koncept:

synchrotron na stole

Nevýhody velkých synchrotronových instalací

- ⌘ Konstrukční a stavební složitost a rozsáhlost ... cena
- ⌘ Nákladný a složitý provoz: vakuum, magnetické pole, ...
- ⌘ Elektrony s energií řádu GeV ... příliš mnoho záření v celém spektrálním rozsahu ... problémy s odvodem přebytečné energie, plýtvání energií
- ⌘ Složitá organizace využívání
- ⌘ Nadřazená byrokratická struktura – mezinárodní konsorcium, ...
- ⌘ Nutnost dojíždět – z Prahy do Grenoblu například: cesta, hotel, ...
- ⌘ Nepružnost: žádost o přidělení času dlouho dopředu, nemožnost jeho rozšíření na místě, převoz vzorků ve vakuu/ v kryostatu, ...
- ⌘ Odloučenost od výuky

Nové koncepce pro SZ:
"kapesní" zdroje záření

Jak uchovat kritickou frekvenci, ale ostatní zmenšit

Vodítka – vývoj velkých zdrojů SZ kruhový prstenec → mnoho bendů (zaoblených rohů) → wigglery a undulátory

HEURISTIKA $\omega_c \propto \frac{\gamma^3}{R}$ ⇒ kdybychom pořádně zmenšili R , mohlo by i γ být menší

Jak uchovat kritickou frekvenci, ale ostatní zmenšit

Vodítko – vývoj velkých zdrojů SZ kruhový prstenec → mnoho bendů (zaoblených rohů) → wigglery a undulátory

HEURISTIKA $\omega_c \propto \frac{\gamma^3}{R}$ ⇒ kdybychom pořádně zmenšili R , mohlo by i γ být menší

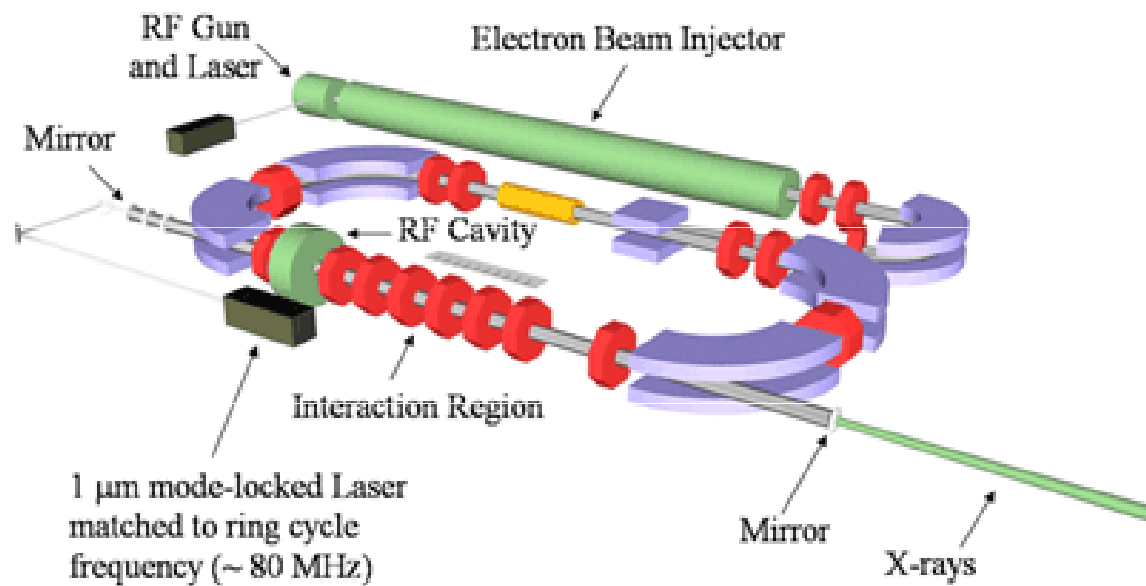
DVĚ CESTY
již (téměř) komercializované

rozptyl elektronového svazku na	laserovém svazku	atomech
guru	Ronald Ruth	Hironari Yamada
komerční označení	LYNCEAN CLS	MIRRORCLE
země	USA	Japonsko

Rozptyl na stojaté laserové vlně

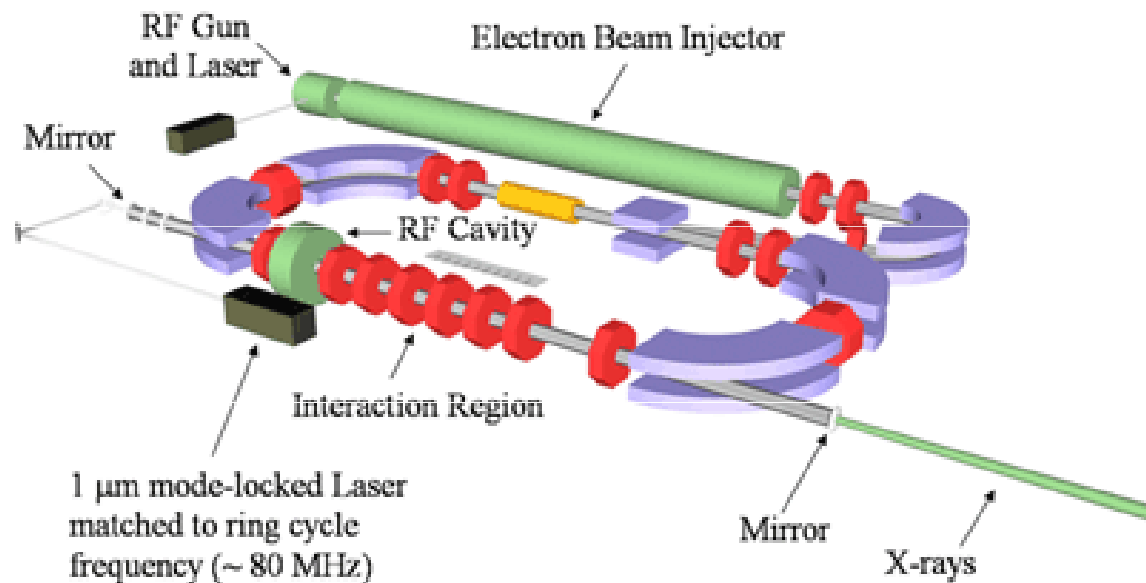
Rozptyl na laserovém svazku

Compact Light Source



Rozptyl na laserovém svazku

Compact Light Source



- vzpomínka na rozptyl atomů a molekul na světelné mřížce
- světlo tvoří "wiggler" s periodou $1 \mu\text{m}$
- pro vznik rtg paprsků stačí $E = 30 \text{ MeV}$

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

- I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1 + \beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

- II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1 + \beta)^2 \hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

- I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1 + \beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

- II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1 + \beta)^2 \hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)

INVERSNÍ COMPTONŮV ROZPTYL

Rozptyl na laserovém svazku

Vzpomínka na wiggler

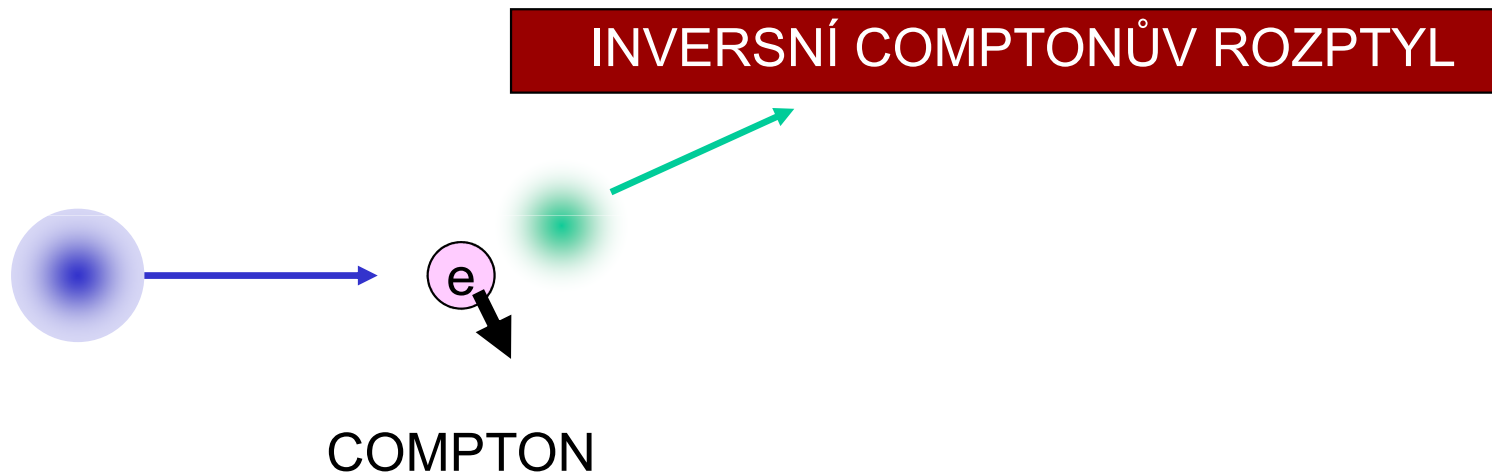
- I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1 + \beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

- II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1 + \beta)^2 \hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)



Rozptyl na laserové svazku

Vzpomínka na wiggler

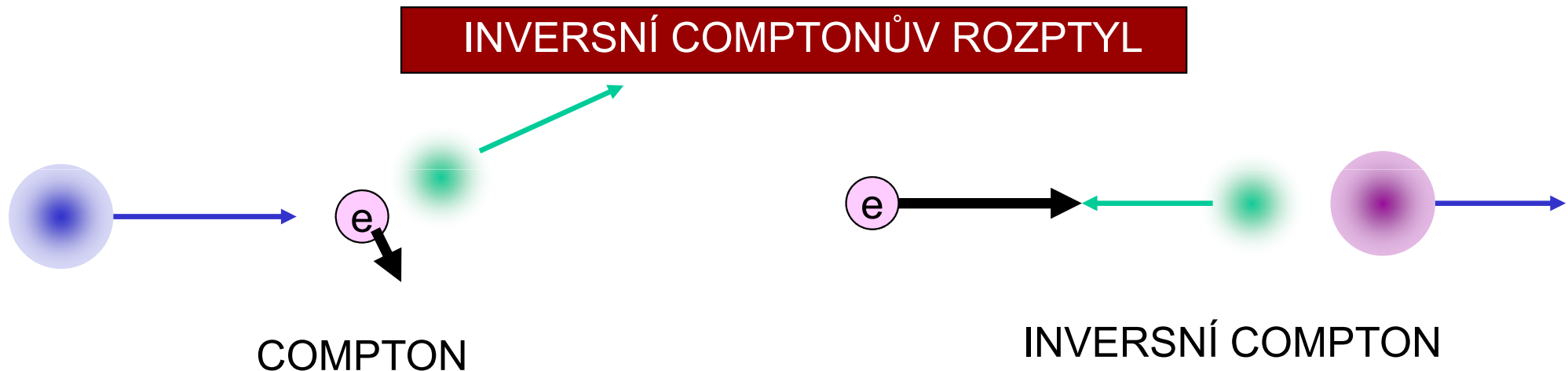
- I. relativistický elektron vidí nalétávat měkký foton. V jeho souřadné soustavě je frekvence dopplerovsky posunutá

$$\hbar\omega' = \gamma(1 + \beta)\hbar\omega_0 \quad \text{přímý dopad}$$

- II. tento foton se elasticky rozptýlí. Pozorovatel vidí další dopplerovský posun

$$\hbar\omega = \gamma^2(1 + \beta)^2 \hbar\omega_0 \quad \text{rozptyl vzad}$$

Alternativní pohled (vlastně QED)



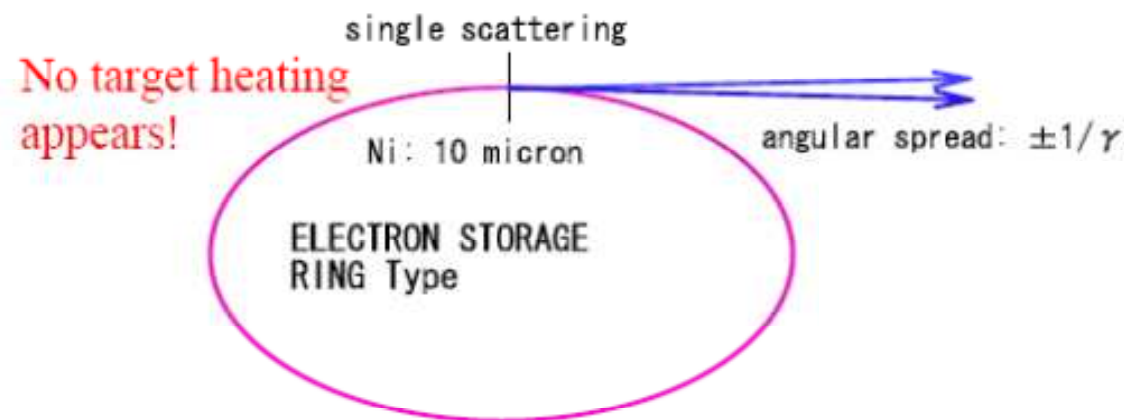
Lyncean CLS



Rozptyl na atomovém terčičku (folii)

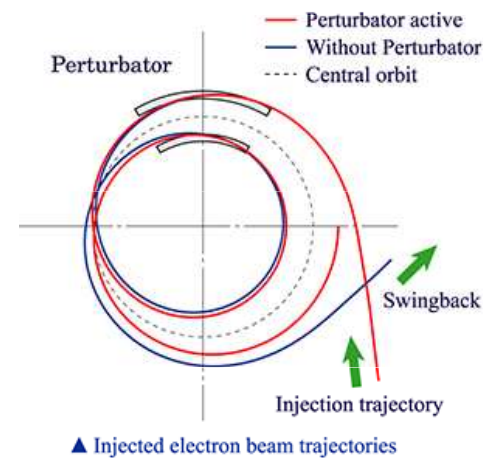
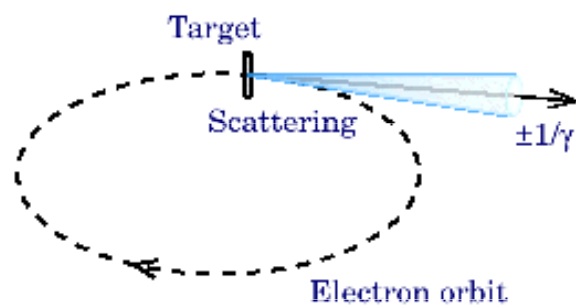
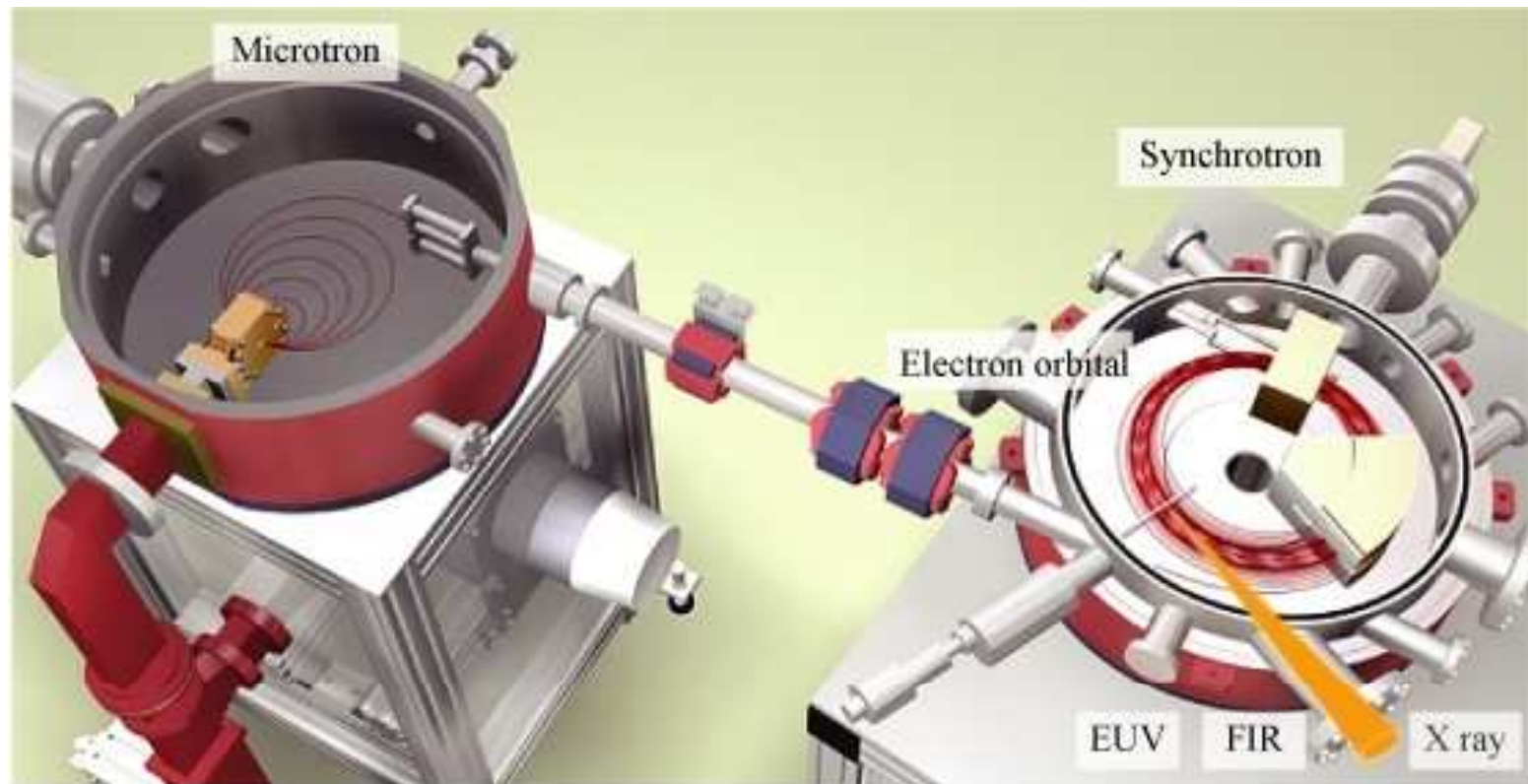
Rozptyl na atomovém terčičku

Nakreslil sám Yamada

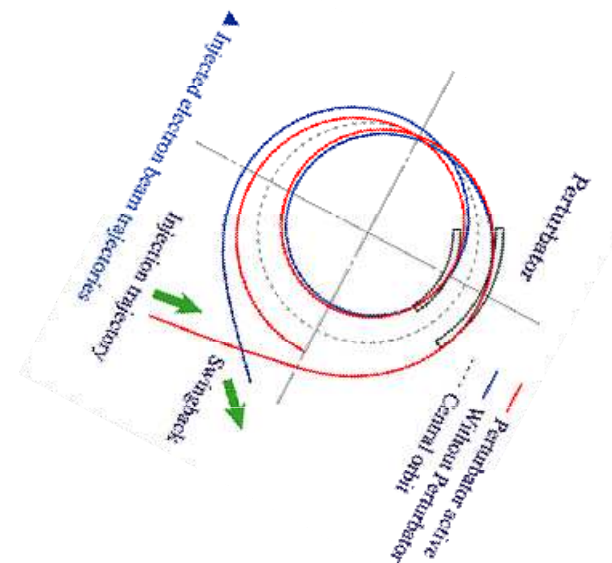
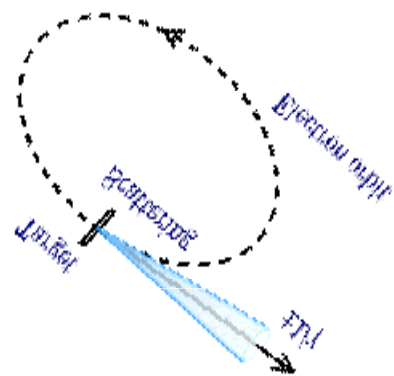
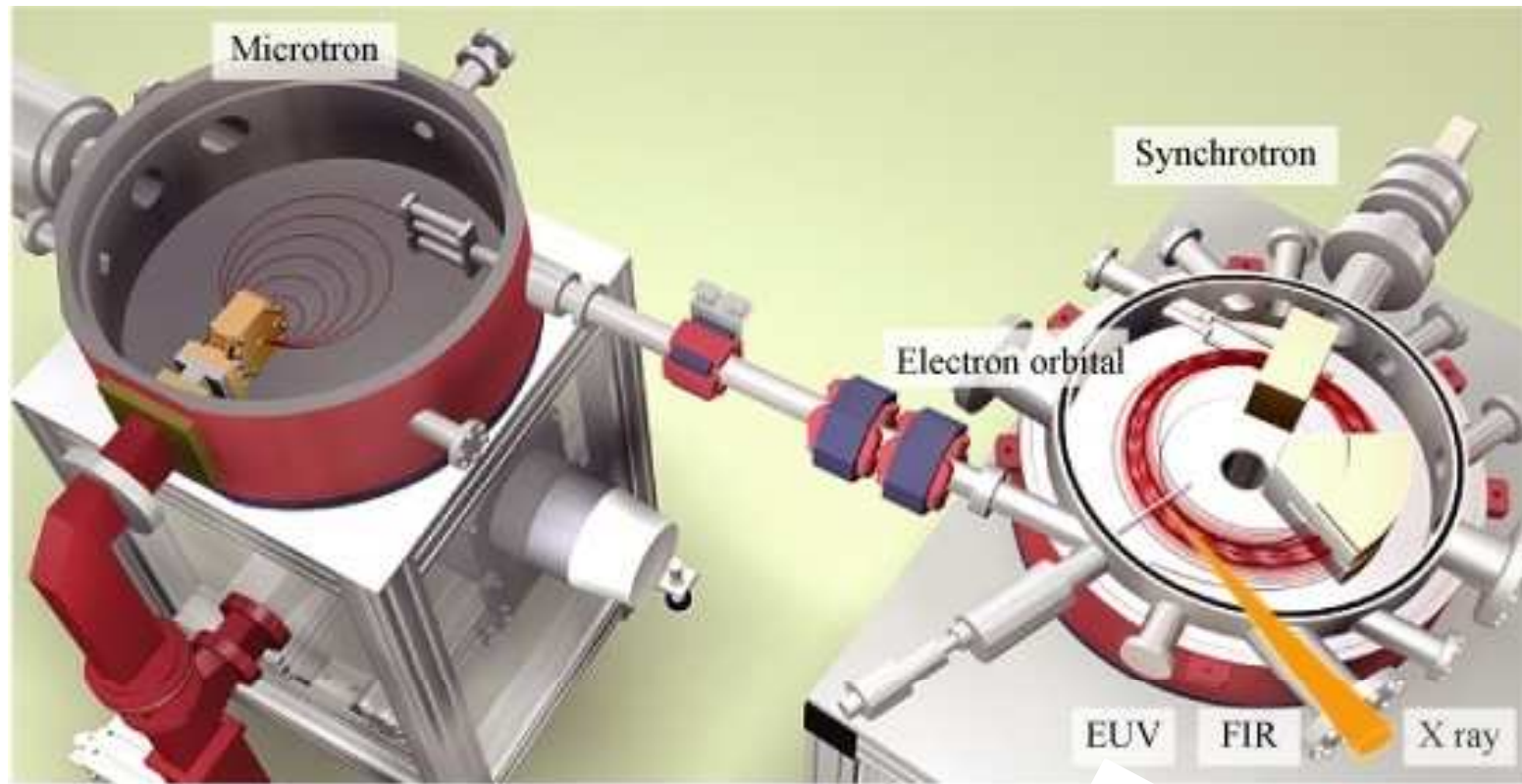


- Není to brzdné záření, ale elastická deflexe doprovázená zářením
- Filosofická otázka: je to synchrotron?
- Terčík je tak malý, že dojde jen k jednomu rozptylu, elektron se zotaví a vrátí do svazku. Na jednu injekci mnoho oběhů
- Energie elektronů 20 MeV, podobné jako u Comptona, relativistická kolimace je horší, ale nastává

Mirrorcle zařízení



Mirrorcle zařízení



The end